

T. M. Agahanean

Electronica cu tranzistori



Editura științifică și enciclopedică

T. M. Agahanean

Electronica cu tranzistori

În românește de VALENTIN MIHUL



EDITURA ȘTIINȚIFICĂ ȘI ENCICLOPEDICĂ
București, 1980

CUVÎNT ÎNAINTE

Cartea de față este consacrată descrierii proceselor fizice, principiilor de funcționare, parametrilor și caracteristicilor tranzistorilor bipolari și unipolari, care au căpătat, în prezent, cea mai largă utilizare în radioelectronică.

Pentru teoria tranzistorilor s-a acumulat, pînă în zilele noastre, un material vast, s-a făcut un număr mare de cercetări științifice, ale căror rezultate fundamentale au fost publicate în revistele de specialitate cu apariție periodică, fiind parțial sistematizate și scoase la lumină în cadrul unor monografii sau manuale. Majoritatea monografiilor publicate, cît și a tratatelor de electronică cu semiconductori sînt însă elaborate de autori care sînt specialiști în electronică fizică. Aceste lucrări sînt utilizate ca manuale suficient de complete pentru studenți, dar și pentru inginerii care se ocupă cu conceperea dispozitivelor semiconductoare, fără a putea satisface însă necesitățile acelor specialiști, care se ocupă cu realizarea și exploatarea instalațiilor electronice construite pe bază de dispozitive cu semiconductori. Din această cauză, constituie un deziderat de actualitate elaborarea unei lucrări care să cuprindă :

în primul rînd explicarea detaliată a chintesenței fizice a proceselor și principiilor de funcționare ale dispozitivelor semiconductoare, în cazul transformării și amplificării semnalelor electrice, ținîndu-se seama de particularitățile legate de funcționarea lor în cadrul diferitelor scheme electronice ;

în al doilea rînd, determinarea parametrilor fizici ai tranzistorilor, bazată pe legătura dintre acești parametri și parametrii electrofizici ai cristalelor semiconductoare, pe configurația și dimensiunile domeniilor de lucru ale acestora ;

în al treilea rînd, schemele echivalente deduse pe baza analizei proceselor electronice din structurile cu tranzistori, care permit astfel o evaluare cantitativă a funcționării schemei electronice, atît în regim staționar, cît și în regim în impulsuri.

Acestea au fost deci intențiile cu care a fost concepută prezenta carte. Ea a fost scrisă pe baza unor cicluri de prelegeri ținute de autor studenților de la Institutul de inginerie fizică din Moscova precum și inginerilor, în cadrul diferitelor cursuri de reciclare.

În elaborarea lucrării a fost folosit un extrem de bogat material cuprins în monografii, tratate și articole de specialitate, cele mai importante fiind conținute în bibliografia dată la sfârșitul cărții. De asemenea, în carte și-au găsit reflectarea și rezultatele obținute în activitatea de cercetare științifică a teoriei tranzistorilor, care s-au realizat în cadrul Catedrei de electronică a Institutului de inginerie fizică din Moscova. Întregul material a fost sistematizat astfel încât cartea să fie utilă unui cerc cît mai larg de cititori. La rugămintea autorului, paragrafele 6.6, 6.7 și 6.10 au fost scrise de candidatul în științe tehnice V. I. Stenin.

Consider drept o obligație de onoare să-mi exprim întreaga recunoștință referentului V. A. Kuzmin, doctor în științe fizico-matematice, conferențiarilor I. V. Vinogradov și I. G. Morozova, pentru dezbaterile unora dintre capitolele cărții și pentru observațiile lor critice; aceeași recunoștință o exprim și colaboratorilor Catedrei de electronică a Institutului de inginerie fizică din Moscova pentru sprijinul deosebit de care m-am bucurat din partea lor, pentru a-mi desăvîrși manuscrisul.

T. AGAHANEAN

Capitolul întâi

SEMICONDUCTORII ȘI PROPRIETĂȚILE LOR ELECTROFIZICE

Dispozitivele semiconductoare sînt acele elemente constructive în care se utilizează efectele determinate de deplasarea sarcinilor în corpul solid, în scopul *transformării, amplificării și generării* semnalelor electrice. Dacă parametrii tuburilor electronice, al căror mediu activ este vidul, sînt în primul rînd determinați de dimensiunile lor geometrice, apoi parametrii dispozitivelor semiconductoare depind în mod esențial și de proprietățile semiconductorului din care sînt fabricate acestea. Mecanismul de formare a fluxului dirijat de purtători de sarcină (adică a curentului electric) este cu mult mai complicat, într-un cristal semiconductor, decît în vid. Din această cauză, pentru a ne putea reprezenta și înțelege foarte clar procesele ce au loc în dispozitivele semiconductoare, va fi necesar să ne oprim mai întâi, asupra proprietăților electrofizice ale cristalelor semiconductoare.

În acest capitol sînt analizate succint particularitățile caracteristice cristalelor semiconductoare și mecanismul transportului în ele, a sarcinilor electrice.

1.1. CONDUCTORI, SEMICONDUCTORI ȘI DIELECTRICI

Pînă la sfîrșitul deceniului al patrulea, atît în electrotehnică, cît și în electronică, se foloseau de regulă, două feluri de materiale : conductorii și dielectricii. Cele dintîi, sînt materialele a căror rezistivitate ρ are valoarea $\rho = 10^{-6} - 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$. Dintre acestea fac parte, în primul rînd, metalele care au o conductibilitate foarte bună. Din cea de a doua grupă fac parte dielectricii cu rezistivitatea $\rho = 10^{10} - 10^{15} \Omega \cdot \text{cm}$. O clasă extrem de numeroasă de materiale, care au $\rho = 10^{-5} - 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$, și care sînt semiconductorii, nu era mai deloc folosită în tehnică, din care cauză, practic, aceste materiale

nu erau studiate în cadrul fizicii [1, 2]. În prezent domeniul de aplicare al semiconductorilor în tehnică este extrem de larg [3]. Noi ne vom opri însă numai asupra acelor domenii de utilizare a lor, care sînt legate de electronica cu tranzistori.

Clasificarea materialelor electrotehnice în funcție de rezistivitatea lor relativă este desigur convențională. O clasificare mai precisă a lor pe diferite grupe trebuie făcută după proprietățile lor specifice. Astfel, de exemplu, semiconductorii se deosebesc de conductori, nu numai prin faptul că au o valoare ridicată a rezistivității, ci și prin aceea că rezistivitatea lor variază cu temperatura într-un mod deosebit. Pe cînd rezistența conductorilor (a metalelor) crește cu micșorarea temperaturii, astfel încît în vecinătatea lui zero absolut atinge valori extrem de mici, conductibilitatea lor atîngînd deci valori deosebit de mari, sau trece chiar în superconductibilitate, în semiconductorii, rezistența crește de obicei, odată cu scăderea temperaturii, aceștia devenind dielectrici, în vecinătatea lui zero absolut.

1.2. STRUCTURA SEMICONDUCTORILOR CRISTALINI

Ca materiale semiconductoare de bază, în electronica cu tranzistori se folosesc astăzi, siliciul (Si) și germaniul (Ge). Prezentarea principalelor proprietăți ale acestor elemente este cuprinsă în monografia lui R. A. Smith [4].

Siliciul este un element din grupa a IV-a, cu numărul de ordine $z = 14$. În natură el se întîlnește sub formă de bioxid de siliciu, SiO_2 , ca parte constituantă a nisipului, cuarțului etc.

Germaniul este elementul cu numărul de ordine $z = 32$, și face parte tot din grupa a IV-a; existența lui a fost prevăzută de către D. I. Mendeleev, înainte de descoperirea lui în natură.

Metodele tehnologice moderne de obținere a monocristalelor de germaniu și de siliciu sînt extrem de complicate [5 — 7], examinarea lor depășind cadrul acestei cărți.

Să trecem la analiza particularităților structurale ale cristalelor semiconductoare, luînd drept exemplu siliciul și germaniul.

Atomii de siliciu și de germaniu au un număr de cîte 14 și, respectiv, 32 de electroni, dintre care numai 4 participă la reacțiile chimice și la conductibilitatea electrică. Restul electronilor fiind strîns legați de nucleu, formează așa-numitul rest

atomic stabil, a cărui sarcină rezultantă este egală cu $4e$. Restul atomic nu participă la procesele electronice, din care cauză în cele ce urmează, el ne va interesa numai ca sursă de sarcină pozitivă. Procesele electronice sînt determinate însă numai de cei patru electroni de valență, plasați în pătura exterioară a atomului.

În cristale, atomii de siliciu, cît și cei de germaniu, formează aceeași structură ca și atomii de carbon dintr-un cristal de diamant, adică fiecare fiind legat prin cele patru legături de valență ale sale, cu atomii vecini plasați în virfurile unui tetraedru (fig. 1.1). Se constată, în acest caz, că atomii sînt legați

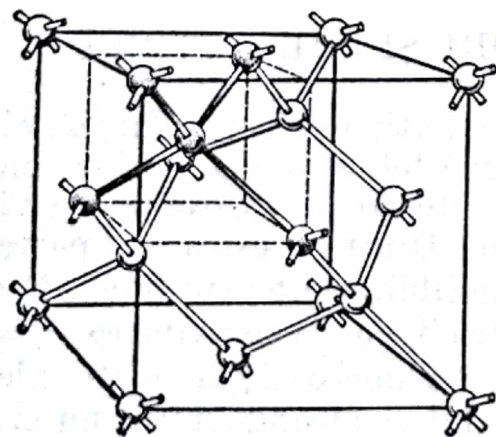


Fig. 1.1. Structura diamantului.

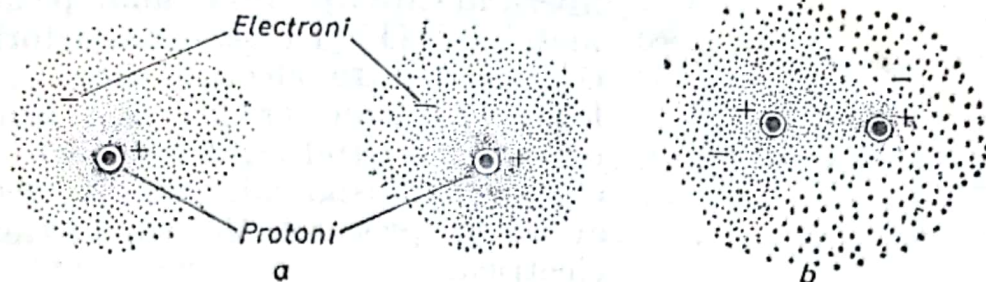


Fig. 1.2. Legătura covalentă într-o moleculă de hidrogen.
a — cei doi atomi de hidrogen izolați; b — molecula de hidrogen (punctele reprezintă convențional sarcina electronului).

între ei prin legături covalente (legături de perechi de electroni), realizate între doi electroni de valență, fiecare electron al perechii aparținând unuia dintre cei doi atomi vecini. Un exemplu de cea mai simplă legătură covalentă îl reprezintă legătura ce se realizează în molecula de hidrogen (fig. 1.2). La formarea moleculei, atomii de hidrogen se apropie atât de mult, încât între electroni ia naștere interacțiune ce determină modificarea stării norului electronic. Ca rezultat al acestei schimbări, se produce o redistribuire a densității de sarcină negativă, exact la fel, ca și când între cele două nuclee-protoni ar fi apărut o sarcină negativă suplimentară, ea fiind tocmai aceea care-i leagă între ei. Această legătură este deosebit de stabilă, atunci când la realizarea sa participă numai doi electroni. Atât în cristalele de siliciu, cât și în cele de germaniu, se realizează tocmai astfel de legături stabile. În scopul analizării proprietăților electrofizice ale acestor cristale, vom folosi în mod convențional, pentru a simplifica desenele, o reprezentare a structurii lor, nu în trei dimensiuni, ci numai în două, așa cum o ilustrează aceasta figura 1.3. În centrul desenului este reprezentat restul atomic al germaniului, care se leagă de cei patru atomi vecini, ce îl înconjoară, prin intermediul forțelor de legătură covalente. Electronii de valență sînt reprezentați schematic prin cerușe (care au notate în centrul lor semnul minus). Exact în același mod poate fi reprezentat și cristalul de siliciu.

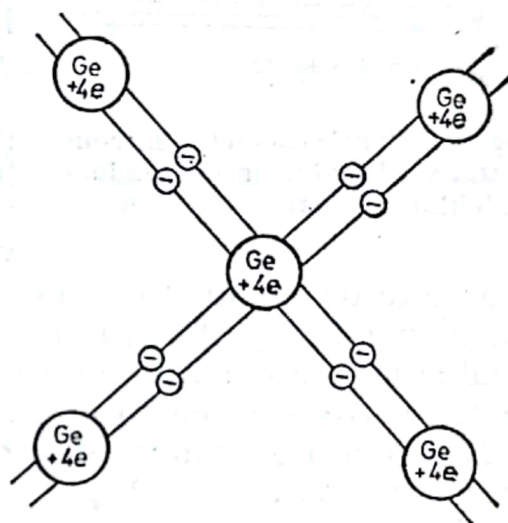


Fig. 1.3. Structura electronică a germaniului.

1.3. ELECTRONII ȘI GOLURILE ÎN CRISTALELE SEMICONDUCTOARE. CONDUCTIBILITATEA ELECTRONICĂ ȘI CONDUCTIBILITATEA DE GOLURI

Vom trece acum să examinăm proprietățile electrofizice ale cristalelor semiconductoare.

După cum este bine știut, conductibilitatea electrică este determinată de transportul sarcinilor electrice de către electronii de valență. În metale, electronii formează un gaz sui-generis de electroni

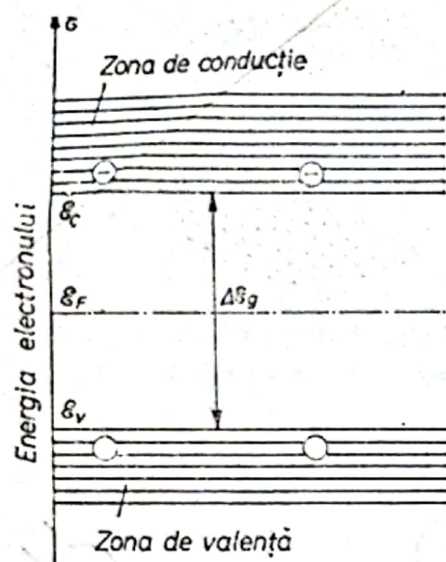


Fig. 1.4. Zonele energetice într-un cristal semiconductor cu conductibilitate electrică intrinsecă.

deosebire de conductori (în care zona de valență se suprapune, chiar, parțial, peste cea de conducție), în semiconductori, zona de conducție este separată de cea de valență (fig. 1.4). Din această cauză, pentru a trece un electron din zona de valență în zona de conducție va fi necesară o anumită energie, a cărei valoare este determinată de lățimea zonei interzise $\Delta\mathcal{E}_g$.

În cristalele semiconductoare există, chiar la temperatura camerei, un număr considerabil de electroni capabili să învingă zona interzisă, în timp ce în dielectrici astfel de electroni, practic, nu există (tocmai aceasta și deosebește, de fapt, în mod esențial semiconductorii de dielectrici [2]).

Trecerea în zona de conducție nu se poate realiza însă printr-o acumulare continuă și, deci, o creștere continuă a energiei. Pentru a trece un electron în zona de conducție va fi necesară o sursă care să poată ceda dintr-o singură dată, o cantitate de energie mai mare, sau cel puțin egală, cu lărgimea zonei interzise, $\Delta\mathcal{E}_g$. Drept sursă de astfel de energie poate servi căldura cedată de către mediul înconjurător către cristal. Dealtminteri, trecerea electronilor în zona de conducție este posibilă și în cazul în care energia medie a cristalului este cu mult mai mică decât $\Delta\mathcal{E}_g$. Astfel, la temperatura camerei, de exemplu, energia termică medie este doar de 0,26 eV, pe cînd pentru germaniu, $\Delta\mathcal{E}_g = 0,67$ eV, iar pentru siliciu, $\Delta\mathcal{E}_g = 1,12$ eV. Cu toate acestea, se constată că numărul electronilor de conducție, conținuți într-un centimetru cub, atinge valoarea de $2,37 \cdot 10^{13}$ în cazul germaniului și de $1,38 \cdot 10^{10}$ pentru siliciu.

Probabilitatea ca la o energie medie de ordinul lui kT , să apară o fluctuație capabilă să furnizeze electronului o energie egală cu $\Delta\mathcal{E}_g$ va fi, evident, cu atît mai mică, cu cît $\Delta\mathcal{E}_g$ este mai mare, față de energia medie kT (tocmai din această cauză, la germaniu numărul electronilor de conducție este mult mai mare decît la siliciu).

După cum se știe, probabilitatea ca la o anumită energie termică medie, de ordinul lui kT , un nivel energetic avînd energia $\mathcal{E}$ să poată fi ocupat de un electron dat,

liberi, în care „plutesc” ionii pozitivi ai metalului [1]. În semiconductori, din contră, fiecare electron este puternic legat de rețeaua cristalină și, atît timp cît rămîne astfel legat, nu poate participa la transportul sarcinii electrice, adică la procesul de conductibilitate electrică.

Dacă însă se distruge structura ideală a legăturilor de valență (transferînd electronilor, de pildă, o cantitate de energie termică, suficientă pentru a rupe aceste legături de valență) atunci vor apărea electroni de conducție, care se pot deplasa prin cristal, putînd participa deci la procesul de conductibilitate electrică. Cu alte cuvinte, electronii pot fi trecuți din zona de valență în zona de conducție. Spre

este determinată [1] de funcția de distribuție Fermi-Dirac

$$f(\xi) = \frac{1}{\exp \frac{\xi - \xi_F}{kT} + 1}.$$

În această formulă ξ_F este nivelul Fermi, care, în starea de echilibru, coincide cu potențialul chimic al cristalului [2]; $k = 1,38 \text{ J/K}$ este constanta lui Boltzmann, iar T — temperatura-absolută.

Dacă

$$\xi - \xi_F \geq (3 \div 4) kT, \quad (1.1)$$

atunci, funcția de distribuție Fermi-Dirac poate fi calculată cu o precizie suficientă pentru practică, după formula aproximativă

$$f(\xi) \approx \exp \left[-\frac{\xi - \xi_F}{kT} \right]. \quad (1.2)$$

Această aproximație coincide cu funcția ce dă distribuția electronilor conform statisticii clasice a lui Maxwell-Boltzmann.

Condiția (1.1) nu mai este satisfăcută în cazul semiconductorilor degenerați, pentru care concentrația electronilor liberi atinge valori considerabile. În practică, de cele mai multe ori, sînt utilizați semiconductorii nedegenerați, astfel încît în cele ce urmează se va folosi pentru efectuarea calculelor funcția de distribuție aproximativă (1.2).

Se poate arăta [1] că, în conformitate cu statistica lui Maxwell-Boltzmann, concentrația electronilor din zona de conducție poate fi calculată după formula

$$n = N_c \exp \left(-\frac{\xi_c - \xi_F}{kT} \right) \quad (1.3)$$

în care ξ_c este energia electronului pe nivelul cel mai de jos al zonei de conducție (v. fig. 1.4), adică energia cea mai mică posibilă a electronului în zona de conducție, iar $N_c = 4,82 \cdot 10^{15} T^{3/2} \cdot \text{cm}^{-3}$ fiind densitatea efectivă a stărilor în zona de conducție.

Prin plecarea electronilor din zona de valență, în ea vor apărea stări energetice neocupate, denumite în mod convențional goluri. În cadrul teoriei electronice a semiconductorilor, golurile joacă același rol, în zona de valență, ca și electronii, în zona de conducție. Aceasta face ca, pentru evaluarea cantitativă a conductivității, să fie necesară, nu numai cunoașterea concentrației electronilor de conducție, ci și a concentrației golurilor de conducție, care conform statisticii Maxwell-Boltzmann este dată de formula

$$p = N_v \exp \left[-\frac{\xi_F - \xi_v}{kT} \right], \quad (1.4)$$

în care $\mathcal{E}_v$ este energia electronului pe marginea superioară a zonei de valență, iar N_v — densitatea de stări efectivă, din zona de valență.

În concluzie, sub influența căldurii, a luminii, cât și a celorlalte forme de energie, are loc o trecere a electronilor din zona de valență — în zona de conducție. Prin această trecere, iau naștere electronii și golurile de conducție, a căror concentrație se calculează aplicând formulele (1.3) și (1.4). Procesul de formare a perechii electron-gol poartă numele de *generare de perechi*.

După ruperea legăturilor de valență și trecerea electronului în zona de conducție, acesta va participa, sub acțiunea căldurii, la mișcarea de agitație termică, pînă în momentul în care va fi captat de un gol, trecînd deci, astfel, din zona de conducție în zona de valență. Acest proces de dispariție a unui electron și a unui gol poartă numele de *recombinare*. Aceasta este determinată de *lungimea de difuzie* a electronului, L_n , care reprezintă lungimea medie a drumului parcurs de către electron, din momentul trecerii sale în zona de conducție, pînă în momentul revenirii sale în zona de valență. Procesul de recombinare este convenabil să fie definit și prin *timpul de viață* al electronului, τ_n , care este egal, prin definiție, cu intervalul de timp în care numărul de electroni liberi scade, prin recombinare, de $e \approx 2,7$ ori. Lungimea de difuzie și timpul de viață al unui electron sînt legate între ele prin formula

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}, \quad (1.5)$$

în care D_n este coeficientul de difuzie al electronilor.

La mișcarea de agitație termică participă nu numai electronii, ci și golurile. Deplasarea golurilor se realizează prin deplasarea electronilor legați, pentru a ocupa locurile rămase vacante în zona de conducție. Acest proces este caracterizat, de asemenea, fie prin lungimea de difuzie, L_p , fie prin timpul de viață al golurilor, τ_p , mărimi ce sînt legate între ele prin relația

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}, \quad (1.6)$$

în care D_p este coeficientul de difuzie al golurilor.

Dacă unui cristal de semiconductor îi aplicăm un cîmp electric, atunci electronii de conducție vor fi antrenati într-o deplasare de sens invers cu cîmpul electric, adică vor crea un flux de electroni cu densitatea de curent

$$\mathbf{j}_n = en \mu_n \mathbf{E}.$$

Unde n este concentrația electronilor de conducție, μ_n — mobilitatea electronilor, iar $\mathbf{E}$ este intensitatea cîmpului electric.

În cazul în care există goluri, adică în zona de valență se află niveluri libere, electronii legați pot participa și ei în procesul de vehiculare a sarcinii electrice în sensul câmpului electric. Într-adevăr, în zona de valență, electronii, după cum s-a mai spus deja, se deplasează și ei, trecînd de pe un nivel liber pe altul. Câmpul electric ordonează mișcarea haotică a electronilor din zona de valență, ceea ce conduce la formarea unui flux dirijat, adică apariția curentului electric. Densitatea acestui curent, j_p , va fi proporțională, evident, cu concentrația golurilor, p , cu mobilitatea lor, μ_p , care reprezintă de fapt mobilitatea electronilor legați din zona de valență. Prin urmare,

$$j_p = ep \mu_p E.$$

Prima dintre aceste două componente ale curentului, j_n , se numește componenta *electronică*. Conductibilitatea electrică, datorată transportului sarcinii electrice de către electroni, poartă numele de *conductibilitate electronică*.

Cea de a doua componentă a curentului, j_p , se numește componenta *de goluri*. În mod corespunzător, conductibilitatea determinată de transportarea sarcinii de către electronii legați din zona de valență este denumită *conductibilitate de goluri*. Uneori acest fel de conductibilitate este denumită conductibilitate de defecte, dat fiind că transportul sarcinii electrice se realizează, în acest caz, pe seama apariției defectelor, care, la rîndul lor, determină apariția nivelurilor libere din zona de valență, adică a golurilor.

Conductibilitatea electronică este denumită, pe scurt, conductibilitate electronică de tip n , iar cea de goluri — conductibilitate electrică de tip p .

Procese de propagare a electronilor legați prin zona de valență nu sînt chiar atît de simple cum au fost prezentate aici. Descrierea riguroasă a acestor procese este prezentată în capitolele corespunzătoare ale tratatelor de „Fizica corpului solid” [1, 2, 4]. În cadrul electronicii tehnice, se recurge, de obicei la o tratare matematică, simplificată a procesului de conductibilitate electrică, considerînd procesul de transportare a sarcinii de către electronul legat în zona de valență ca fiind rezultatul deplasării unei particule elementare care are o sarcină pozitivă, egală cu valoarea absolută a sarcinii electronului. Această reprezentare a mecanismului conductibilității pleacă de la faptul că, atunci cînd într-un cristal semiconductor, apare un gol, în acest loc, care înainte era neutru, apare o sarcină pozitivă egală cu e , deoarece după plecarea electronului, sarcina restului atomic nu mai este compensată. Totodată, sensul deplasării golurilor este exact invers cu acel al deplasării electronului din zona de valență, adică exact ca cel al deplasării unei particule încărcate pozitiv — golul. Din această cauză, pentru descrierea procesului de conductibilitate electrică realizată de către electronii legați, poate fi folosit conceptul de particulă fictivă — „golul”.

De fapt, însă, nici electronii, nici golurile, nu pot fi considerate atît de precis localizate, încît deplasarea lor să se poată trata ca deplasarea unor particule individuale. În ambele cazuri este de fapt ocolită, în mod tacit, problema particularităților specifice comportării electronilor reali. Această simplificare se justifică prin faptul că tratarea proceselor de conductibilitate electrică, pe baza conceptului de particulă fictivă, „golul”, este o aproximare a realității, suficient de bună. Dacă, dimpotrivă,

am renunța la această aproximare, analizând în fiecare caz concret comportarea întregii mase de electroni din corpul solid, ne-am lovi inevitabil de complicații insurmontabile [2].

1.4. SEMICONDUCTORI INTRINSECI ȘI SEMICONDUCTORI CU IMPURITĂȚI

Semiconductorii constituiți, practic, în totalitate, din atomi ai unui aceluiași element chimic se numesc semiconductori intrinseci [1]. Caracteristica lor cea mai importantă o constituie valoarea ridicată a rezistivității lor, care se datorește faptului că conductibilitatea lor electrică se realizează prin participarea numai a electronilor și a golurilor (în același număr ca și electronii), ce apar prin ruperea legăturilor de valență; ea se numește conductibilitate intrinsecă. Concentrația electronilor și a golurilor de conductibilitate dintr-un semiconductor intrinsec se calculează, conform formulelor (1.3) și (1.4), folosind relațiile ¹:

$$n_i = N_c \exp \left[-\frac{\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_F}{kT} \right] \quad \text{și} \quad p_i = N_v \exp \left[-\frac{\mathcal{E}_F - \mathcal{E}_v}{kT} \right],$$

de unde rezultă,

$$n_i p_i = N_c N_v \exp \left[-\frac{\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_v}{kT} \right] = N_c N_v \exp \left(-\frac{\Delta \mathcal{E}_g}{kT} \right). \quad (1.7)$$

în care $\mathcal{E}_g = \mathcal{E}_c - \mathcal{E}_v$ este lărgimea zonei interzise, iar $N_c N_v = 2,33 \cdot 10^{31} T^3, \text{ cm}^{-6}$, este produsul dintre densitățile efective ale stărilor cuantice [1].

Folosindu-ne de faptul că într-un semiconductor intrinsec avem întotdeauna $n_i = p_i$, obținem

$$n_i = p_i = 4,82 \cdot 10^{15} T^{3/2} \exp \left(-\frac{\Delta \mathcal{E}_g}{kT} \right). \quad (1.8)$$

În figura 1.4 este reprezentată diagrama energetică a unui semiconductor intrinsec, caracterizat prin faptul că nivelul Fermi, $\mathcal{E}_F$, se află chiar la mijlocul zonei interzise. Într-un semiconductor de acest fel, nivelul Fermi este dat de următoarea expresie [1]:

$$\mathcal{E}_{Fi} = -\frac{1}{2} \Delta \mathcal{E}_g + \frac{1}{2} kT \ln \frac{N_v}{N_c}. \quad (1.9)$$

¹ Cu indicii i se indexează, de obicei, valorile mărimilor respective pentru semiconductorii intrinseci (de la cuvîntul englezesc intrinsic).

Parametrii cei mai importanți, care determină proprietățile electrice ale siliciului și ale germaniului, în cazul când conductibilitatea lor este intrinsecă, sint prezentați în tabelul 1.1. Acest tabel a fost întocmit cu datele luate din monografia [4]. Valorile parametrilor sint date pentru o temperatură egală cu 300 K. Coeficienții de difuzie au fost calculați aplicind cunoscuta formulă a lui Einstein [1],

$$D_n = \varphi_T \mu_n \text{ și } D = \varphi_T \mu_p, \quad (1.10)$$

în care $\varphi_T = kT/e = 23,56 + 8,63 \cdot 10^{-2} t^\circ$, mV este potențialul termic, iar t° — temperatura exprimată în grade Celsius (în $^\circ\text{C}$).

Tabelul 1.1

Parametrii	Materialul semiconductor	
	siliciul	germaniul
Masa atomică	28,08	72,60
Permitivitatea dielectrică ϵ	11,8	16
Lărgimea zonei interzise, ΔE_g , eV	1,12	0,67
Rezistivitatea, în absența impurităților, ρ , $\Omega \cdot \text{cm}$	$2,35 \cdot 10^5$	47
Concentrația intrinsecă, n_i , cm^{-3}	$1,38 \cdot 10^{10}$	$2,37 \cdot 10^{13}$
Mobilitatea electronilor, μ_n , $\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$	1450	3800
Mobilitatea golurilor, μ_p , $\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$	500	1800
Coeficientul de difuzie al electronilor, D_n , cm^2/s	38	98
Coeficientul de difuzie al golurilor, D_p , cm^2/s	13	47

Semiconductorii intrinseci sint folosiți, destul de rar, la fabricarea dispozitivelor semiconductoare. Funcționarea dispozitivelor semiconductoare moderne se bazează pe utilizarea efectelor care apar datorită introducerii în semiconductor a unor adaosuri de impurități. Astfel de semiconductori sint denumiți *semiconductori cu impurități*.

Vom analiza particularitățile semiconductorilor cu impurități, luînd ca exemplu siliciul în care se introduce, în topitura de siliciu, un element chimic din grupa a V-a a tabelului periodic al elementelor (de exemplu, a arsenului), obținîndu-se, deci, astfel siliciul semiconductor cu impurități. La răcirea topiturii se va forma un cristal, care, în unele dintre nodurile rețelei sale cristaline, va conține, în locul atomilor de siliciu, atomi de arsen (As), care îi substituie pe aceștia (fig. 1.5). În acest caz, patru dintre cei cinci electroni de valență ai atomului de arsen formează, împreună cu cei patru electroni de valență ai atomilor vecini de siliciu, ce-i înconjoară, un sistem tetraedric de legături covalente. Se vede deci că nu toți electronii disponibili ai atomului de arsen își găsesc plasament în rețeaua riguros ordonată a cristalului. Al cincilea electron al său devine un electron „excedentar”. Energia de legătură dintre acești electroni excedentari și atomii de impuritate este atît de mică, încît, chiar la temperatura camerei, practic toți aceștia se desprind de restul atomic, părăsind atomii de impuritate și încep să migreze prin cristal.

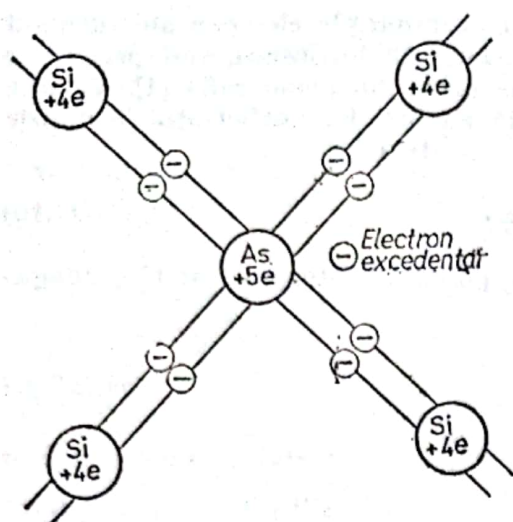


Fig. 1.5. Structura electronică a cristallui de germaniu cu arsen.

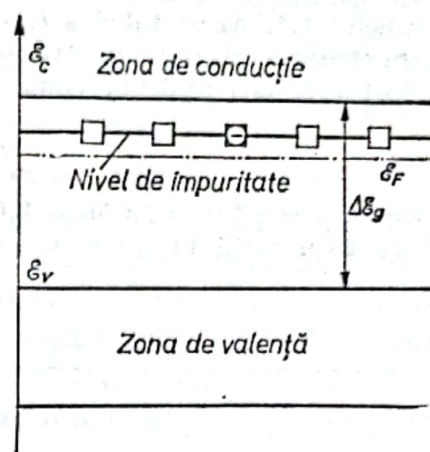


Fig. 1.6. Zonele energetice dintr-un cristal semiconductor cu impuritate donoare.

Aceasta face ca, la temperatura camerei, și cu atât mai mult, la temperaturi mai ridicate, toți atomii impurității să fie în stare ionizată.

Impuritățile care pot elibera electroni în zona de conducție se numesc *impurități donoare*, iar atomii lor — *donori*. Și celelalte elemente din grupa a V-a a tabelului periodic, ca de exemplu, fosforul (P) și stibiul (Sb), sînt și ele donori.

Disponerea zonelor energetice în cazul unui cristal cu impuritate donoare este reprezentată în figura 1.6. Fiecare atom de impuritate furnizează cîte un singur nivel local, de adăus unic, dispus sub fundul zonei de conductibilitate, la o distanță foarte mică [4]. La temperaturi relativ mici, nivelul impurității este ocupat de un electron. La temperaturile medii și înalte, el devine vacant, dat fiind că electronul excedentar va trece în zona de conducție. În acest caz, de fiecare nivel de impuritate vacant, în zona de conducție revine cîte un electron, din care cauză, concentrația electronilor de conducție dintr-un cristal este egală, practic, cu concentrația atomilor de impuritate din el, adică

$$n_n = N_d. \quad (1.11)$$

De regulă, concentrația electronilor de conductibilitate se calculează [1, 4] aplicînd formula (1.3),

$$n_n = N_c \exp \left(- \frac{E_c - E_F}{kT} \right). \quad (1.12)$$

Într-un semiconductor dopat cu impurități, nivelul Fermi nu se mai calculează însă aplicînd formula (1.9). În acest caz, atît valoarea potențialului chimic, cît și nivelul Fermi, care este egal cu acesta, depind într-o mare măsură de concentrația impurităților. În particular, pentru cazul unui semiconductor cu impuritate donoare, nivelul Fermi se apropie de fundul zonei de conducție, plasîndu-se dedesubtul nivelului impurității (fig. 1.6).

Ca rezultat al termogenerării, într-un semiconductor dopat cu o impuritate donoare, iau naștere și golurile, a căror concentrație este dată de formula (1.4):

$$p_n = N_v \exp \left(-\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_v}{kT} \right). \quad (1.13)$$

Rezultă deci că expresia (1.7) rămâne mai departe valabilă, adică:

$$n_n p_n = N_c N_v \exp \left(-\frac{\varepsilon_c - \varepsilon_v}{kT} \right) \equiv n_i^2, \quad (1.14)$$

din care rezultă că produsul dintre concentrația electronilor și concentrația golurilor de conducție nu depinde nici de concentrația și nici de distribuția impurităților. Prin urmare, ori de câte ori crește concentrația electronilor, concentrația golurilor se va micșora exact în același raport. Din această cauză, într-un semiconductor dopat cu o impuritate donoare, concentrația golurilor este sensibil mai mică față de concentrația electronilor de conducție, fiind considerabil mai redusă decât concentrația golurilor din același semiconductor intrinsec. Într-adevăr, dat fiind că de obicei, $n_n \approx N_d \gg n_i$, rezultă

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} \approx \frac{n_i^2}{N_d} \ll n_i.$$

Și aceasta, din cauză că golurile ce iau naștere prin termogenerare, se recombina cu electronii din zona de conducție, într-un ritm mult mai intens decât în cazul semiconductorului intrinsec, dat fiind că acum, concentrația electronilor, n_n , este sensibil mai mare decât n_i . Din această cauză, concentrația golurilor scade cu creșterea concentrației electronilor de conductibilitate.

Mișcându-se haotic prin cristal, electronul excedentar se îndepărtează de atomul de impuritate de la care provine. În ciuda faptului că se formează astfel un ion pozitiv, cristalul luat ca un întreg rămâne totuși electric neutru, chiar dacă considerăm acest ion pozitiv ca fiind un gol pozitiv, legat de atomul de impuritate. Întrucât ionul este imobil, aceasta înseamnă că și golul de care vorbim este tot imobil [4], deci nu poate participa la conductibilitatea electrică. Conductibilitatea electrică este realizată numai prin transportarea sarcinii de către purtătorii mobili, adică de către electroni — în zona de conducție — și de către goluri — în zona de valență. Într-un semiconductor dopat cu impuritate donoare prevalează conductibilitatea electrică electronică, care se realizează prin transportarea sarcinii de către electronii care au trecut în zona de conducție. Un astfel de semiconductor se numește semiconductor cu conductibilitate electrică electronică, sau mai pe scurt, semiconductor de tip n (de la cuvîntul englezesc negative).

Să examinăm acum un semiconductor dopat cu o impuritate trivalentă, de pildă cu galiu (Ga), care ia locul unora dintre atomii de germaniu din rețeaua cristalului de germaniu (fig. 1.7). După cum este bine cunoscut, atomii grupei a III-a au numai cîte trei electroni

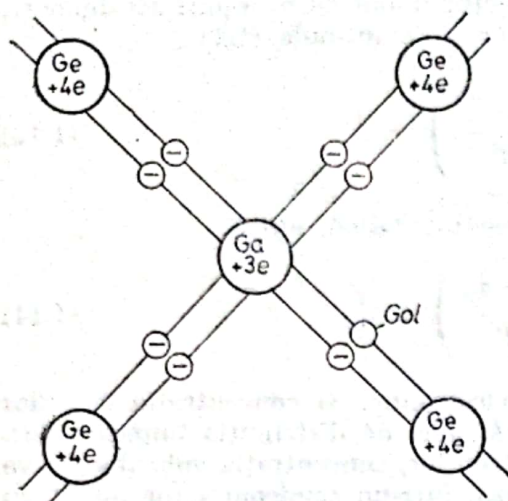


Fig. 1.7. Structura electronică a cristalului de germaniu cu impuritate de galiu.

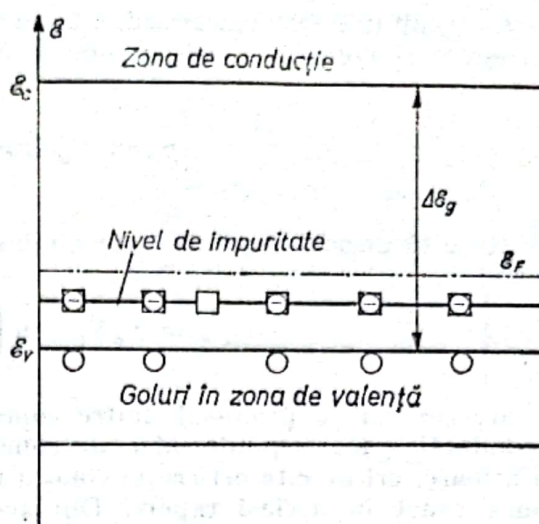


Fig. 1.8. Zonele energetice dintr-un cristal semiconductor cu impuritate acceptoare.

de valență, nefiind deci capabili să satisfacă, doar ei singuri, toate cele patru legături covalente cu atomii vecini; una dintre legături va trebui să rămână liberă, adică în cristal vor lua naștere golurile ce permit transportul sarcinii electrice în cadrul zonei de valență. Pentru ca electronul să treacă din una dintre legăturile vecine în locul golului astfel apărut, el are nevoie de o energie foarte mică. Datorită acestui fapt, la temperaturile medii, și mai cu seamă la cele ridicate, atomii de impuritate capturează electroni de la legăturile vecine, devenind totodată, prin această capturare, ioni negativi. Cu această ocazie vor apărea deci golurile, care încep să migreze haotic prin cristal. Numai la temperaturile relativ scăzute, atomii de impuritate, eliberându-se de electronii capturați, devin neutri.

Impuritățile care, fiind introduse într-un semiconductor, provoacă apariția de goluri în zona de valență, se numesc *impurități acceptoare*, iar atomii lor — *acceptori*. Sînt acceptori elementele din grupa a III-a a sistemului periodic și anume: borul (B), indiul (In), aluminiul (Al), galiul (Ga).

Impuritățile acceptoare creează în zona interzisă nivelul impurităților, plasat la o mică distanță față de plafonul zonei de valență (fig. 1.8). Pe acest nivel poate trece unul dintre electronii din zona de valență, lăsînd în locul său, în zona de valență, un gol. La temperaturi destul de scăzute, nivelurile de impurități rămîn neocupate și deci, nici în zona de valență nu vor apărea goluri. Cînd temperatura crește, electronii de valență fiind excitați, încep să treacă (să „sară”) pe nivelurile libere ale impurității, ocupîndu-le. Energia necesară pentru aceste tranziții este atît de mică, încît chiar și la temperatura camerei, aproape toate nivelurile de impurități sînt deja ocupate, iar drept consecință, concentrația golurilor din zona de valență devine practic exact egală cu concentrația atomilor de impuritate, adică $p_p = N_a$.

În genere, concentrația electronilor de conducție cît și cea a golurilor dintr-un semiconductor dopat cu o impuritate acceptoare se calculează utilizînd formulele (1.3)

și (1.4), pe baza cărora se poate obține expresia produsului $p_p n_p$ în cazul semiconductorului dopat cu o impuritate donoare,

$$p_p n_p = N_c N_v \exp \left(- \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_v}{kT} \right) \equiv n_i^2.$$

Deci într-un semiconductor dopat cu o impuritate acceptoare, concentrația electronilor din zona de conducție este mult mai mică decît în cazul în care semiconductorul este intrinsec; în primul dintre aceștia, concentrația golurilor fiind, de obicei, mai mare, are drept consecință creșterea intensității procesului de recombinare a electronilor cu golurile.

În semiconductorii dopați cu impurități acceptoare va fi predominantă conductibilitatea electrică de goluri; din această cauză ei sînt denumiți, în general, semiconductori cu conductibilitate electrică de goluri, sau mai pe scurt, — semiconductori de tip p (de la cuvîntul pozitive, din limba engleză).

Dacă se dopează un semiconductor cu ambele feluri de impurități și într-o asemenea proporție încît concentrațiile electronilor și golurilor să fie egale între ele, atunci semiconductorul astfel obținut se numește semiconductor compensat. În ciuda faptului că într-un astfel de semiconductor compensat, sînt prezente impuritățile care facilitează creșterea, atît a concentrației electronilor de conducție, cît și a golurilor de conducție, totuși concentrația purtătorilor de sarcină mobili rămîne constantă, avînd aceeași valoare ca și pentru semiconductorul intrinsec, din cauza creșterii intensității de recombinare, și se calculează tot cu aceeași formulă (1.7). Dar semiconductorul compensat se deosebește de semiconductorul intrinsec, fie și prin faptul că, atît mobilitatea electronilor, μ_n , și timpul lor de viață, τ_n , cît și mobilitatea, μ_p , a golurilor, și, de asemenea, timpul lor de viață, τ_p , au valori mai mici, în cazul cînd semiconductorul este compensat (introducerea impurităților determină apariția defectelor de rețea, ceea ce provoacă o creștere a intensității de împrăștiere a electronilor pe impurități [4] și, drept consecință, o scădere a lui μ_n și a lui μ_p și creșterea vitezei de recombinare).

Purtătorii de sarcină a căror concentrație este predominantă poartă numele de *purtători majoritari*. Purtătorii de sarcină a căror concentrație este mai mică decît cea a purtătorilor majoritari, sînt denumiți *purtători minoritari*. Astfel, pentru un semiconductor de tip n , de exemplu, purtătorii majoritari sînt electronii, iar cei minoritari — golurile. Pe cînd într-un semiconductor de tip p , situația este inversă, purtătorii majoritari fiind acum golurile, iar purtători minoritari — electronii.

Formulele cît și raționamentele expuse mai sus sînt valabile numai pentru semiconductorii nedegenerați, adică pentru acei semiconductori, la care nivelul Fermi se află în zona interzisă, plasat la o distanță mai mare decît de cîteva ori kT , față de limitele acestei zone. Numai pentru acești semiconductori este valabilă, ca o primă aproximație, statistica lui Maxwell-Boltzmann. Semiconductorii degenerați (la care nivelul Fermi se plasează în general, fie în zona de conducție, fie în zona de valență) fiind folosiți destul de rar la fabricarea dispozitivelor semiconductoare, nu este necesară o examinare detaliată a lor. Vom remarca doar următorul fapt: un semiconductor degenerat se poate realiza prin creșterea concentrației impurităților. Însă și un semiconduc-

tor nedegenerat poate fi adus în starea de semiconductor degenerat, prin creșterea temperaturii cristalului. Temperatura pentru care are loc degenerarea semiconductorului poartă numele de temperatură critică, T_{cr} . La această temperatură, nivelul Fermi se suprapune abia, fie pe limita inferioară a zonei de conducție, fie pe limita superioară a zonei de valență. În primul caz, T_{cr} este determinată de concentrația critică a electronilor de conducție, pe cînd în al doilea caz, ea va fi determinată de concentrația critică a golurilor de conducție.

Pentru fabricarea dispozitivelor electronice sînt folosiți semiconductori monocristalini. Funcționarea mării majorității a acestor dispozitive se bazează pe fenomenele care au loc pe suprafața de contact $p-n$, adică la trecerea dintre două domenii vecine ale unui același cristal semiconductor, unul dintre domenii avînd o conductibilitate electrică de goluri, pe cînd celălalt — conductibilitate electronică. Aceste suprafețe de contact dintre domenii cu conductibilități de natură diferită sînt numite în mod curent joncțiuni electron-gol. În stratul de joncțiune dintre domeniile p și n , ia naștere domeniul sarcinii spațiale, ceea ce determină apariția cîmpului electrostatic care se opune trecerii purtătorilor majoritari dintr-un domeniu în celălalt, adică a electronilor din domeniul n în domeniul p și a golurilor din domeniul p în domeniul n . Potențialul electrostatic din domeniul n va fi mai mare decît cel din domeniul p , exact cu valoarea diferenței de potențial de contact φ_D , cea care determină înălțimea barierei de potențial pe suprafața de delimitare a joncțiunii $p-n$. Înălțimea barierei de potențial poate fi modificată prin aplicarea asupra joncțiunii $p-n$ a unei tensiuni din exterior. Odată cu modificarea înălțimii barierei de potențial se va schimba și intensitatea curentului ce tranversează joncțiunea.

O joncțiune electron-gol are caracteristica sa volt-amperică neliniară, adică poate fi folosită pentru transformarea semnalelor electrice.

Pentru amplificarea semnalelor electrice sînt utilizați tranzistori bipolari, sau unipolari.

Tranzistorul bipolar [8] este un dispozitiv semiconductor cu două joncțiuni electron-gol într-un același monocristal, în care, grație interacțiunii dintre cele două joncțiuni $p-n$, are loc o amplificare a puterii semnalelor electrice.

Stratul comun celor două joncțiuni $p-n$ (cuprins între ele) se numește bază. Pentru funcționarea în regim de amplificare se injectează în bază purtători minoritari luați din domeniul vecin. Acest domeniu poartă numele de emitor. Pe cealaltă față a sa, baza se mărginește cu domeniul colectorului în care ajung, în mod normal, purtătorii minoritari după ce traversează domeniul bazei. Joncțiunile care iau naștere între emitor și bază, pe de o parte, și între bază și colector, pe de alta, poartă numele de joncțiune emitor și, respectiv, joncțiune colector.

În tranzistorii bipolari, amplificarea puterii se obține prin transportul sarcinii de către purtătorii minoritari, care, învingând bariera de potențial a joncțiunii emitor, pe seama energiei luată de la sursa de semnal electric, când cad în groapa de potențial pot efectua un lucru mecanic mai mare decât valoarea energiei consumate.

Spre deosebire de tranzistorii bipolari, principiul de funcționare al tranzistorilor unipolari se bazează pe transportul sarcinilor, exclusiv, numai de către purtătorii majoritari [9]. Tensiunea sursei se leagă la tranzistorul unipolar astfel încât purtătorii de sarcină să se deplaseze prin canal, întotdeauna dinspre sursă spre drenă.

Lărgimea canalului poate fi comandată variind potențialul de poartă față de sursă. Poarta către domeniul vecin, în care se găsește canalul o reprezintă joncțiunea $p-n$ (poartă) căreia i se aplică în regim de lucru o tensiune de deplasare de blocaj. Prin modificarea acestei deplasări se schimbă lărgimea joncțiunii și, în consecință, lărgimea canalului, care, la rândul ei, determină variația rezistenței lui. Odată cu variația rezistenței, variază și intensitatea curentului. Rezultă deci că mărimea intensității curentului ce trece în circuitul de drenă, poate fi comandată variind tensiunea aplicată pe poartă, consumându-se pentru aceasta o putere neglijabilă. În aceste condiții se poate obține în circuitul de drenă o amplificare considerabilă a puterii semnalului electric. Acesta este un tranzistor unipolar cu joncțiunea $p-n$, comandată (poartă).

În prezent se folosesc, de asemenea, tranzistori unipolari metal-dielectric (izolator)-semiconductor (așa-numitul tranzistor MIS). El reprezintă un tranzistor în care poarta metalică este izolată față de canal printr-un strat de dielectric. Funcționarea acestui tranzistor are la bază tot modularea rezistenței canalului prin modificarea tensiunii de deplasare aplicată pe poartă.

Capitolul doi

PROCESELE ELECTRONICE ÎN CRISTALELE SEMICONDUCTOARE

Caracteristicile cât și parametrii dispozitivelor semiconductoare sînt determinate, în primul rînd, de procesele electronice care au loc în domeniile active ale cristalului. Aceste procese — difuzia și driftul purtătorilor de sarcină, pe de o parte, și stricarea echilibrului termodinamic, dintre procesele de recombinare și procesele de generare, pe de alta — sînt descrise suficient de complet prin cele trei ecuații diferențiale [1]: ecuația de densitate a curentului, ecuația de continuitate și ecuația lui Poisson pentru cîmpul electrostatic. Aceste ecuații sînt examinate în § 2.1, 2.2 și 2.3, în care se dă și interpretarea pe scurt, a sensului lor fizic.

O rezolvare riguroasă a acestor ecuații diferențiale fundamentale este imposibilă. Din această cauză, pentru calculele ingineresti se face apel la metode aproximative de determinare a parametrilor ce caracterizează procesele electronice din semiconductori. Unul dintre procedeele cele mai simple, fiind totodată, și suficient de precis, constă în exprimarea parametrilor prin intermediul unor relații integrale aproximative, care sînt analizate în acest capitol.

2.1. PRODUCEREA FLUXURILOR DIRIJATE DE PURTĂTORI DE SARCINĂ. ECUAȚIA DE DENSITATE A CURENTULUI

Electronii și golurile participă, pe baza energiei lor termice, la mișcarea dezordonată a agitației termice. În domeniile în care există însă un cîmp electric, se suprapune peste aceasta, o mișcare ordonată a purtătorilor de sarcină, în direcția cîmpului electric, cu o viteză medie de drift care este egală cu¹

$$V_{n\text{ dr}} = -\mu_n E \text{ și } V_{p\text{ dr}} = \mu_p E. \quad (2.1)$$

¹ Atît aici, cît și în cele ce urmează, mărimile care exprimă deplasarea electronilor și a golurilor vor fi indexate cu indicii suplimentari n și respectiv p .

În acest caz, apare așa-numita *componentă de drift* a curentului, a cărei densitate este determinată atât de viteza de drift, cât și de densitatea de sarcină a purtătorilor mobili, adică

$$\mathbf{j}_{n\text{ dr}} = -V_{n\text{ dr}} q_n = \mu_n E q_n \text{ și } \mathbf{j}_{p\text{ dr}} = V_{p\text{ dr}} q_p = \mu_p E q_p, \quad (2.2)$$

unde $q_n = en$ și $q_p = ep$ sînt densitățile de sarcină a electronilor și, respectiv, a golurilor.

Mișcarea ordonată a electronilor și a golurilor dintr-un domeniu al semiconductorului în altul poate să ia naștere și în cazul existenței unui gradient al concentrației purtătorilor. Aceasta este tocmai cauza apariției *componentei de difuzie* a curentului, a cărei densitate este proporțională, atât cu coeficientul de difuzie D , cât și cu gradientul densității purtătorilor de sarcină :

$$\mathbf{j}_{n\text{ dif}} = D_n e \text{ grad } n = D_n \text{ grad } q_n; \quad (2.3, a)$$

$$\mathbf{j}_{p\text{ dif}} = -D_p e \text{ grad } p = -D_p \text{ grad } q_p. \quad (2.3, b)$$

În ecuația (2.3, b) s-a luat semnul minus, deoarece difuzia rezultantă a golurilor se produce în sens contrar sensului în care crește concentrația lor. Și difuzia electronilor se produce, tot în sens contrar gradientului concentrației lor. Dar propagarea fluxului este, în acest caz, inversă față de sensul tehnic al curentului, din care cauză în ecuația (2.3, a) s-a luat, de data aceasta, semnul plus. Aceeași observație este valabilă și pentru sensul componentelor de drift ale curentului: deplasarea golurilor coincide, ca sens, cu sensul intensității cîmpului, pe cînd mișcarea electronilor se face în sens contrar cu acesta.

Curenții rezultați din însumarea curentului de electroni și a curentului de goluri sînt constituiți din componentele de drift și, respectiv, din componentele de difuzie, și se exprimă prin următoarele ecuații

$$\mathbf{j}_n = \mu_n E q_n + D_n \text{ grad } q_n; \quad (2.4, a)$$

$$\mathbf{j}_p = \mu_p E q_p - D_p \text{ grad } q_p. \quad (2.4, b)$$

Așadar, curentul electric în cristalele semiconductoare este format din fluxurile dirijate ale ambelor feluri de purtători de sarcină mobili : electronii și golurile. Din această cauză, densitatea de curent rezultantă, $\mathbf{j}$, are drept componente densitatea curentului de electroni și densitatea curentului de goluri

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_p.$$

Trebuie să subliniem, de asemenea, faptul că în cristalele semiconductoare au loc ambele mecanisme de producere a fluxurilor dirijate de purtători de sarcină : atât sub acțiunea cîmpului electric,

cînd ia naștere componenta de drift a curentului, cît și sub acțiunea gradientului concentrației purtătorilor de sarcină, cînd ia naștere componenta de difuzie. După cum este foarte bine știut, în conductori nu apar curenți de difuzie, tocmai din cauză că concentrația electronilor rămîne, în conductori, practic, constantă. În semiconductori însă, atît concentrația electronilor cît și cea a golurilor variază între limite foarte largi, ceea ce conduce la formarea unor salturi ale concentrației purtătorilor de sarcină mobili și, drept urmare, la apariția curenților de difuzie.

2.2. ACUMULAREA ȘI RESORBȚIA PURTĂTORILOR DE SARCINĂ MOBILI. ECUAȚIA DE CONTINUITATE

În timpul funcționării dispozitivelor semiconductoare, are loc în diferitele domenii ale cristalului, o acumulare și o resorbție de electroni și de goluri, ceea ce are drept consecință variația densității de sarcină a acestor purtători. Variația densității de sarcină a purtătorilor mobili este descrisă de *ecuația de continuitate*, care poate fi scrisă pentru electroni și, respectiv, pentru goluri, sub forma

$$\frac{\partial q_n}{\partial t} = -\frac{q_n - q_{n0}}{\tau_n} + \operatorname{div} \mathbf{j}_n; \quad (2.5, a)$$

$$\frac{\partial q_p}{\partial t} = -\frac{q_p - q_{p0}}{\tau_p} - \operatorname{div} \mathbf{j}_p, \quad (2.5, b)$$

în care $q_{n0} = n_0 e$ și $q_{p0} = p_0 e$ sînt densitățile de sarcină a electronilor și, respectiv, a golurilor, corespunzătoare concentrațiilor lor de echilibru n_{n0} și p_{p0} ; $\tau_n = L_n^2/D_n$ și $\tau_p = L_p^2/D_p$ sînt timpii de viață a electronilor și respectiv, a golurilor; L_n și L_p sînt lungimile de difuzie a electronilor și, respectiv, a golurilor.

Din expresia ecuației de continuitate rezultă că variația cu timpul a densității purtătorilor de sarcină mobili este determinată atît de variația densității sarcinii în însuși volumul considerat, cît și de divergența fluxului purtătorilor de sarcină ce pătrund în acest volum prin suprafața ce îl mărginește. În ecuația (2.5, a) s-a luat semnul plus în fața termenului $\operatorname{div} \mathbf{j}$, deoarece sensul fluxului de electroni este invers față de sensul curentului creat de acești electroni.

Variația densității de sarcină a purtătorilor, din interiorul volumului considerat, este determinată, pe de o parte, de generarea electronilor și a golurilor, iar pe de alta, de recombinarea lor. Generarea, care este dată de termenii q_{n0}/τ_n și q_{p0}/τ_p , produce o creștere a con-

concentrației purtătorilor de sarcină. Din contra, recombinarea, a cărei viteză este determinată de termenii q_n/τ_n și q_p/τ_p , conduce la o micșorare a concentrației purtătorilor de sarcină.

Să arătăm din ce cauză, viteza de generare este determinată de concentrația în starea de echilibru a purtătorilor de sarcină, în timp ce viteza de recombinație se constată că este proporțională cu concentrația la un moment dat de timp, a acestor purtători de sarcină.

Riguros vorbind, viteza de generare este determinată de concentrația electronilor din zona de valență precum și de numărul de niveluri vacante din zona de conductibilitate. Concentrația electronilor, însă, din zona de valență și numărul nivelurilor libere din zona de conductibilitate sînt atît de mari [1], încît, practic, sînt independente față de concentrația purtătorilor mobili de sarcină, adică a electronilor și cea a golurilor. Rezultă deci că viteza de recombinație va fi aceeași și în starea de neechilibru ca și în starea de echilibru. Dealtfel, evaluarea cantitativă a procesului de generare, în starea de echilibru, se poate obține destul de simplu. Într-adevăr, în starea de echilibru termodinamic creșterea densității de sarcină ca urmare a procesului de generare a purtătorilor de sarcină este micșorată exact cu tot atîta, datorită procesului de recombinație a lor. Aceasta înseamnă că, în starea de echilibru, viteza de generare este egală cu cea de recombinație. Această stare de echilibru este definită, ea însăși, prin concentrațiile de echilibru, n_0 și p_0 . În cazul stricării echilibrului termodinamic, numărul electronilor și al golurilor ce se generează în unitatea de timp nu se schimbă într-o unitate de volum, rămînînd, prin urmare, proporțional tot cu concentrația de echilibru a purtătorilor de sarcină. Tocmai din această cauză, în ecuația de continuitate, generarea purtătorilor de sarcină și în starea de neechilibru este caracterizată tot de mărimile q_{n0} și q_{p0} . În același timp însă, viteza de recombinație fiind determinată de concentrația la un moment dat, a purtătorilor de sarcină mobili, variația densității de sarcină a acestor purtători, datorită recombinării, va fi determinată de mărimile q_n și q_p .

2.3. CÎMPURILE ELECTRICE ÎN CRISTALE. ECUAȚIA LUI POISSON

Cîmpul electric apare într-un cristal semiconductor, în orice domeniu al acestuia, în care există neuniformități. Neuniformitatea poate apărea într-un cristal ca rezultat al distribuției neuniforme a impurităților. Corespunzător acestei neuniformități va apărea un cîmp electric care se numește *propriu sau intern*. Neuniformitățile în distribuția purtătorilor de sarcină, care pot provoca apariția cîmpului electric în cristalul dat, se pot datora și acțiunii unor factori exteriori cum ar fi lumina, căldura, cîmpurile electrice sau magnetice externe etc.

Intensitatea cîmpului electric, cît și distribuția potențialului electric sînt date de *ecuația lui Poisson*

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho_{\text{vol}}}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (2.6)$$

Aici $\mathbf{E} = - \operatorname{grad} \phi$ este intensitatea cîmpului electric, ϕ fiind potențialul electrostatic; ϵ este permitivitatea dielectrică relativă a

mediului, ε_0 fiind permitivitatea dielectrică a vidului; $\rho_{vol} = e(p - n + N_g - N_a)$ este densitatea sarcinii de volum.

2.4. CONDIȚIILE LA LIMITĂ

Ecuațiile diferențiale de bază permit calcularea univocă a caracteristicilor dispozitivelor semiconductoare, numai dacă sînt date și condițiile la limită. Plăcuțele semiconductoare din care se realizează aceste dispozitive sînt mărginite de însăși suprafața cristalului și de contactele metalice pentru legarea cu bornele de ieșire ale dispozitivului.

Vom analiza succint proprietățile superficiale ale semiconducătorilor. La suprafața cristalului structura sa normală este deteriorată, formîndu-se astfel defectele rețelei. Aceste defecte dau naștere *nivelurilor energetice superficiale*. Astfel de defecte superficiale, care au fost prezise de către I. E. Tamm încă în anul 1932, există chiar și la cristalele ideale. La cristalele reale, nivelurile superficiale iau naștere, mai ales, ca urmare a adsorbției impurităților pe suprafața cristalului [4]. Deformarea zonei energetice este determinată, în afară de aceasta, și de capcanele de recombinare superficiale. Așadar, datorită deteriorării cristalului pe suprafața de delimitare a semiconducătorului, din cauza adsorbției impurităților pe această suprafață, cît și a faptului că pe ea iau naștere capcane de recombinare, apar defecte ale rețelei cristalului care provoacă, la rîndul lor, apariția nivelurilor superficiale.

În figura 2.1, *a* este reprezentată diagrama nivelurilor energetice pentru cazul unui semiconducător de tip *n*, pe a cărui suprafață există niveluri acceptoare care provoacă o creștere a concentrației golurilor. Deoarece concentrația electronilor în interiorul volumului cristalului este sensibil mai mare decît cea de pe suprafață, rezultă că electronii vor avea tendința să ocupe aceste niveluri superficiale. Așadar, în vecinătatea suprafeței va lua naștere un strat sărăcit în electroni, în care sarcina donatorilor nu mai este compensată de sarcina electronilor. În acest strat vom avea deci o sarcină de volum ce dă naștere unui cîmp electric la suprafața cristalului, care împiedică trecerea, în continuare, a electronilor pe nivelurile superficiale. Sub acțiunea acestui cîmp electric se produce o deformare a zonelor energetice (fig. 2.1). Deoarece aceste deformări se propagă și în interiorul cristalului semiconducător, atunci cînd ne vom referi la fenomenele superficiale, avem de fapt în vedere tot stratul adiacent suprafeței, ale cărui proprietăți diferă de cele ale straturilor profunde ale semiconducătorului [10]. Dacă pe suprafață iau naștere niveluri donoare, atunci; în stratul superficial al unui semiconducător de tipul

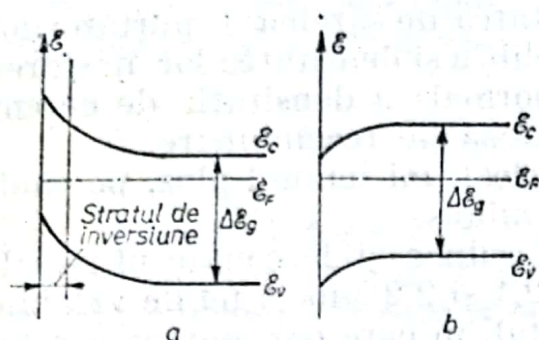


Fig. 2.1. Diagrama energetică pe suprafața unui semiconductor cu conductibilitate electrică electronică în cazul captării de către nivelurile de suprafață a electronilor (a) și a golurilor (b).

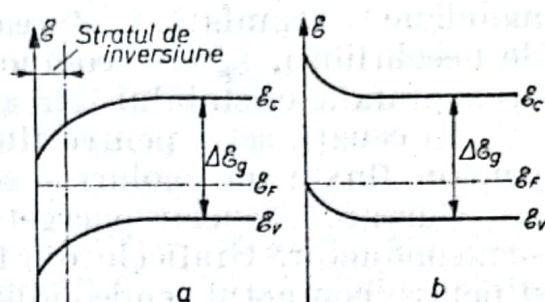


Fig. 2.2. Diagrama energetică pe suprafața unui semiconductor cu conductibilitate electrică de goluri în cazul captării de către nivelurile de suprafață a golurilor (a) și a electronilor (b).

n (fig. 2.1, b) va apărea un surplus de electroni (un strat îmbogățit). În această situație, nivelurile superficiale se vor curba în jos.

În cazul unui semiconductor de tip p , zonele energetice se vor curba, de asemenea, tot în jos, atunci când pe suprafață sînt captate goluri (niveluri donoare — figura 2.2, a), pe cînd, dacă sînt captați electroni (nivelurile acceptoare — figura 2.2, b) — se vor curba în sus.

Dacă într-un semiconductor de tip n , curbarea nivelurilor energetice este atît de mare încît zona de valență se află acum mai aproape de nivelul Fermi, $\mathcal{E}_F$, decît zona de conductibilitate, atunci, în vecinătatea suprafeței, va lua naștere un strat în care, de data aceasta, concentrația golurilor este mai mare decît cea a electronilor. Un astfel de strat este denumit strat de *inversiune* (fig. 2.1, a), deoarece conductibilitatea sa efectivă este de natură contrară cu cea din restul semiconductorului. În cazul unui semiconductor de tip p , pe suprafața căruia are loc o captare intensă de goluri, poate să apară un strat de inversiune avînd conductibilitatea efectivă de tipul n (figura 2.2, a).

Straturile de inversiune au un rol important în producerea curenților de canal (vezi § 3.4). Efectele superficiale modifică caracteristicile dispozitivelor semiconductoare și datorită faptului că ele înlesnesc procesul de recombinare a electronilor cu golurile, prin intermediul capcanelor superficiale de recombinare. În general, pentru evaluarea cantitativă a efectelor superficiale, nu este necesar un studiu foarte detaliat al nivelurilor de suprafață [10]. Mult mai comod este să se definească aceste efecte prin viteza de recombinare superficială, care determină condițiile la limită de pe suprafața cristalului, care poate fi exprimată sub forma

$$j_{sn} = \pm s(q_s - q_{s0}), \quad (2.7)$$

în care, q_{s0} și q_s sînt, respectiv, densitatea de sarcină a purtătorilor mobili de la suprafață, în starea de echilibru și densitatea lor în starea de neechilibru, j_{sn} este componenta normală a densității de curent pe suprafața cristalului, iar s este viteza de recombinare.

În ecuații se ia pentru fluxul de electroni semnul plus, pe cînd, pentru fluxul de goluri — semnul minus.

Curbarea zonelor energetice se produce și la contactul metal-semiconductor. Graficele din figurile 2.1 și 2.2 sînt la fel de valabile și pentru contactul semiconductor-metal, în care caz, curbarea este, de asemenea, rezultatul acțiunii cîmpului electric, care, de data aceasta, ia naștere din cauză că apare o sarcină de volum pe frontiera de separație. Dacă electronii trec dintr-un mediu cu lucru de ieșire mai mic (un metal sau un semiconductor), într-un mediu cu lucru de ieșire mai mare (un semiconductor, sau un metal), atunci în primul mediu va lua naștere o sarcină de volum pozitivă, iar în cel de al doilea, o sarcină spațială negativă. Concomitent cu aceasta, la frontiera de separație va apărea o barieră de potențial a cărei înălțime este egală cu diferența dintre valorile lucrurilor mecanice de ieșire ale semiconductorului și metalului. Această diferență de potențial a căpătat numele de *diferență de potențial de contact*.

După cum este bine cunoscut, contactele dintre metale se împart în două tipuri [4, 6, 10]: redresoare și neredresoare (ohmice). Contactele cu efect de redresare au fost larg folosite primii cîțiva ani de după descoperirea tranzistorilor.

Astăzi se utilizează, de regulă, în tranzistori contacte ohmice, a căror particularitate o constituie absența totală a acțiunii redresoare, cînd nivelul de injecție nu este ridicat. În imediata vecinătate a unui contact ohmic, concentrația purtătorilor de sarcină mobili nu va prezenta nici un fel de variații sensibile [4], dat fiind că și o variație chiar mică a concentrației purtătorilor de sarcină ar provoca o variație considerabilă a diferenței de potențial de contact. Prin urmare, condiția la limită pentru cazul unui contact neredresor poate fi scrisă sub forma

$$q_{cs} = \text{const},$$

unde q_{cs} este densitatea de sarcină a purtătorilor mobili, la contacte.

Caracteristica volt-amperică a unui contact neredresor este reprezentată printr-o dreaptă, din care cauză și sînt denumite uneori contacte liniare [6].

În cadrul analizei trecerilor $p-n$ se folosesc, în mod normal, condiții la limită care definesc concentrația purtătorilor de sarcină minoritari, chiar direct pe frontierele joncțiunii electron-gol. Evident, nu este vorba aici de contactul semiconductor-semiconductor [10] de la îmbinarea mecanică a plăcuțelor de semiconductori etero-

geni, ei se subînțeleg cunoscutele condiții la limită ale lui Shockley [1] pentru joncțiunile $p-n$

$$p_n = p_{n0} \exp \frac{U_j}{\varphi_T} ; \quad n_p = n_{p0} \exp \frac{U_j}{\varphi_T}. \quad (2.8)$$

Din aceste formule rezultă că concentrația purtătorilor de sarcină minoritari este determinată pe frontierele stratului joncțiunii, atât în domeniul în care conductibilitatea electrică este de electroni (p_n), cât și în domeniul cu conductibilitate electrică de goluri (n_p), de concentrația de echilibru a purtătorilor de sarcină (p_{n0} și respectiv n_{p0}) și, de asemenea, de diferența potențialelor electrostatice ale stratului de trecere U_j în starea de echilibru și în starea de neechilibru. Această diferență de potențial reprezintă tocmai tensiunea sursei exterioare care se aplică joncțiunii.

Pentru determinarea caracteristicilor unui dispozitiv construit dintr-o plăcuță semiconductoare sub forma unor anumite combinații de joncțiuni $p-n$, este de ajuns să se cunoască parametrii de bază ai semiconductorului, geometria dispozitivului, legea de distribuție a impurităților, condițiile la limită de la suprafața cristalului și de la contactele metalice, cât și intensitatea curentului, sau valoarea tensiunii aplicate contactelor exterioare ale dispozitivului. Totodată, cunoașterea concentrației purtătorilor de sarcină minoritari pe limitele stratului de joncțiune, p_n , și respectiv, n_p , nu mai este necesară. Riguros vorbind, valorile exacte ale acestor mărimi pot fi determinate numai după ce se rezolvă ecuațiile diferențiale de bază. Dacă există însă posibilitatea de a determina, chiar și aproximativ, concentrațiile purtătorilor de sarcină minoritari pe frontierele joncțiunii electron-gol și de a le utiliza drept condiții la limită, atunci se reușește o simplificare substanțială a teoriei funcționării dispozitivelor semiconductoare.

Condițiile limită, (2.8), care reprezintă una dintre concepțiile fundamentale ale teoriei joncțiunii $p-n$, pot fi argumentate astfel.

După cum se știe, la limita joncțiunii $p-n$ ia naștere o barieră de potențial care se opune trecerii purtătorilor de sarcină majoritari — adică a golurilor din domeniul p în domeniul n , iar a electronilor din domeniul n în domeniul p . În starea de echilibru termodinamic, bariera de potențial este egală cu diferența de potențial de contact, φ_D , dată de diferența dintre potențialele electrostatice de la frontierele joncțiunii. În starea de neechilibru, înălțimea barierei de potențial variază cu valoarea tensiunii U_j aplicate nemijlocit joncțiunii.

Considerînd joncțiunea electron-gol drept o barieră de potențial care are înălțimea $\varphi_D - U_j$, putem scrie :

$$p_n = p_p \exp \left(-\frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T} \right) ; \quad n_p = n_n \exp \left(-\frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T} \right). \quad (2.9)$$

Sensul acestor relații constă în următoarele : probabilitatea de a învinge bariera de potențial este proporțională, atât pentru elec-

troni, cît și pentru goluri, în primul rînd cu concentrația purtătorilor de sarcină de pe fundul „gropii de potențial” (adică de p_p sau, respectiv, de p_n) iar în al doilea rînd, de energia purtătorilor de sarcină. În cazul unei distribuții a purtătorilor de sarcină pe niveluri de energie, conform formulei aproximative (1.2), din numărul total de purtători, n_n , sau respectiv, n_p , vor avea o energie care să depășească înălțimea $\varphi_D - U_j$, a barierei de potențial, numai o fracțiune, egală cu $\exp\left(-\frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T}\right)$.

Plecînd de la relația (2.9) și condiția de neutralitate pe cele două fețe ale joncțiunii

$$e(n_n - p_n) - eN_n = 0; \quad e(p_p - n_p) - N_p e = 0,$$

se poate deduce că concentrația purtătorilor de sarcină minoritari este dată de formulele

$$n_p = \frac{N_p}{2 \operatorname{sh} \frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T}} \left[\frac{N_n}{N_p} + \exp\left(-\frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T}\right) \right]; \quad (2.10, a)$$

$$n_n = \frac{N_n}{2 \operatorname{sh} \frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T}} \left[\frac{N_p}{N_n} + \exp\left(-\frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T}\right) \right]. \quad (2.10, b)$$

Aici N_p și N_n sînt concentrațiile rezultante ale impurităților pe cele două fețe ale joncțiunii, din domeniul p și, respectiv, domeniul n .

Expresiile (2.10, a) și (2.10, b) se simplifică substanțial, dacă este satisfăcută inegalitatea

$$\exp\left(-\frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T}\right) \ll 1, \quad (2.11)$$

care este îndeplinită atunci cînd deplasarea U_j satisface condiția

$$\varphi_D - U_j > (2 \div 3) \varphi_T.$$

În acest caz, condițiile la limită se vor putea scrie sub următoarea formă :

$$n_p \approx N_n \exp\left(-\frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T}\right); \quad p_n \approx N_p \exp\left(-\frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T}\right). \quad (2.12)$$

Din relațiile (2.12) rezultă că în starea de echilibru ($U_j = 0$), concentrația purtătorilor minoritari va fi egală cu

$$n_{p0} = N_n \exp\left(-\frac{\varphi_D}{\varphi_T}\right); \quad p_{n0} = N_p \exp\left(-\frac{\varphi_D}{\varphi_T}\right). \quad (2.13)$$

Folosind ultimele relații (2.13), putem aduce expresiile (2.12) la forma (2.8).

Pentru comoditatea calculului este convenabil să exprimăm condițiile la limită (2.10) prin funcții exponențiale, chiar și atunci când condiția (2.11) nu este satisfăcută. Aceasta se poate obține prin introducerea coeficienților m_n și m_p , încă nedeterminați, în exponentul funcției exponențiale, exprimând condițiile la limită [11] sub forma

$$n_p = n_{p0} \exp \frac{U_j}{m_n \varphi_T}; \quad p_n = p_{n0} \exp \frac{U_j}{m_p \varphi_T}. \quad (2.14)$$

Valorile coeficienților m_n și m_p pot fi calculate utilizând formulele (2.10). Rezultatele calculului făcute pentru o joncțiune p^+-n și un raport $N_p/N_n = 100$, sînt reprezentate în figura 2.3 sub formă de grafice. Pentru tensiuni de deplasare U_j , de valori mici, sau medii, coeficienții m_n și m_p diferă foarte puțin de unitate. În cazul unor deplasări de valori mari, inegalitatea (2.11) nu mai poate fi satisfăcută, coeficienții m_n și m_p devenind subunitari tind la valoarea zero, cînd valorile tensiunii aplicate pe joncțiune, U_j , se apropie de mărimea diferenței de potențial de contact, φ_D . O scădere accentuată a valorilor coeficienților m_n și m_p se constată pentru purtătorii de sarcină minoritari, în domeniul în care rezistența ohmică este mare (în majoritatea cazurilor este vorba de domeniul bazei), în cazul în care nivelurile de injecție sînt foarte înalte $U_j \geq (0,9 + 0,95) \varphi_D$, iar în domeniul cu rezistența ohmică mai mică — pentru niveluri de injecție mai coborîte $U_n \geq (0,5 + 0,6 \varphi_D)$.

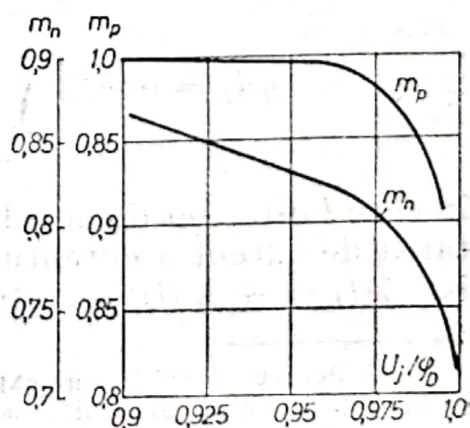


Fig. 2.3. Graficele variației coeficienților m_p și m_n în funcție de tensiunea relativă de polarizare aplicată unei joncțiuni $p^+ - n$.

Este interesant să menționăm că, în conformitate cu condițiile (2.10, a) și (2.10, b), concentrația purtătorilor de sarcină minoritari ar trebui să crească nelimitat atunci când valoarea tensiunii aplicate U_j devine aproape egală cu valoarea diferenței de potențial de contact, φ_D . Se înțelege de la sine că nici cea mai mare valoare a tensiunii aplicate pe joncțiune, U_j , nu va putea depăși diferența de potențial de contact, φ_D , dat fiind că pentru aceasta ar trebui ca concentrația purtătorilor de sarcină să devină infinit de mare.

Pentru rezolvarea problemelor practice este convenabil să se folosească în locul concentrației purtătorilor de sarcină mobili densitatea de sarcină a acestora. Condițiile la limită pentru densitatea de sarcină se pot scrie astfel

$$q_n = q_{n0} \exp \frac{U_j}{m_n \varphi_T}; \quad q_p = q_{p0} \exp \frac{U_j}{m_p \varphi_T}. \quad (2.15)$$

În cazul unor niveluri ale deplasării joase și medii, sînt valabile condițiile lui Shockley :

$$q_n = q_{n0} \exp \frac{U_j}{\varphi_T}; \quad q_p = q_{p0} \exp \frac{U_j}{\varphi_T}. \quad (2.16)$$

2.5. DISTRIBUȚIA PURTĂTORILOR DE SARCINĂ ÎN STAREA DE NEECHILIBRU

Caracterul proceselor ce se produc într-un cristal semiconductor depind, într-o mare măsură, de distribuția purtătorilor de sarcină minoritari din domeniul investigat al cristalului. Plecînd de la formula densității de curent, (2.4), se poate arăta că distribuția densității de sarcină a purtătorilor minoritari¹ de-a lungul liniei de curent, $q(l)$, este dată de următoarea funcție

$$q(l) = e^{-\lambda(l)} \left[\int_l^{l_{\text{lim}}} j(\xi) \frac{e^{\lambda(\xi)}}{D(\xi)} d\xi + q_{\text{lim}} e^{\lambda_{\text{lim}}} \right], \quad (2.17)$$

în care l este coordonata luată după linia de curent, $j(\xi)$ este densitatea de curent a curentului dat de purtătorii de sarcină minoritari, iar $\lambda(l) = \pm \psi(l)/\psi_T$ este raportul dintre potențialul electrostatic

¹ Pentru conciziunea exprimării, în cele ce urmează, expresiile respective se scriu sub o formă generală, astfel ca ele să fie valabile atît pentru electroni, cît și pentru goluri.

$\psi(l)$ și potențialul termic ψ_T (se ia cu semnul plus pentru goluri, iar pentru electroni — cu semnul minus). Prin l_{lim} , q_{lim} și λ_{lim} au fost notate valorile limită ale mărimilor respective.

Componentele active ale dispozitivelor semiconductoare sînt mărginite de suprafața însăși a cristalului, de joncțiunile electron-gol și de suprafețele metalice ale contactelor. Densitatea de sarcină a purtătorilor de sarcină minoritari de pe suprafața cristalului, q_s , conform condiției (2.7), este determinată de densitatea de curent, j_{sn} , a curentului care trece prin această suprafață și de viteza de recombinare superficială, s , adică

$$q_s - q_{s0} = \pm j_{sn}/s.$$

Densitatea de sarcină din joncțiunea electron-gol este determinată de densitatea purtătorilor de echilibru și de tensiunea aplicată joncțiunii, adică

$$q_j = q_0 \exp \frac{U_j}{m\varphi_T}$$

($m = m_p$ pentru goluri și, $m = m_n$ pentru electroni). Pe suprafața metalică a unui contact neredresor, densitatea de sarcină a purtătorilor minoritari este egală cu valoarea sa de echilibru.

Folosindu-ne de condițiile menționate, putem deduce condițiile la limită pentru densitatea de sarcină a purtătorilor minoritari din domeniul investigat al cristalului. Pentru un flux de purtători de sarcină orientat către suprafața cristalului,

$$q_{lim} = q_s ; \quad \lambda_{lim} = \lambda_s.$$

Pentru purtătorii de sarcină care sînt injectați de emitorul tranzistorului și care părăsesc regiunea bazei prin joncțiunea colector

$$q_{lim} = q_c ; \quad \lambda_{lim} = \lambda_c,$$

unde $q_c = q_{c0} \exp (U_c/m\varphi_T)$ este densitatea de sarcină a purtătorilor minoritari în bază, pe frontiera joncțiunii colector, deplasată prin aplicarea tensiunii exterioare, U_c .

Pentru purtătorii de sarcină injectați de colector și care ies din bază prin joncțiunea emitor, q_{lim} va fi egal cu densitatea de sarcină a purtătorilor minoritari, acumulați în bază în imediata vecinătate a joncțiunii emitorului, $q_e = q_{e0} \exp (U_e/m\varphi_T)$, iar $\lambda_{lim} = \lambda_e$.

În cazul determinării densității de sarcină a purtătorilor minoritari, condițiile la limită pot fi mult simplificate, dacă se ține seama că pentru niveluri de injecție moderate, este satisfăcută relația:

$$q_{lim} e^{\lambda_{lim}} = \text{const.} \quad (2.18)$$

Într-adevăr, într-o primă aproximație, putem neglija curenții de scurgere de la suprafața, atît a cristalului, cît și a joncțiunii electron-gol, aceea prin care purtătorii de sarcină minoritari ies din domeniul investigat, cu alte cuvinte, să considerăm că,

$$j_{lim} = E_{lim} \mu q_{lim} \pm D \text{ grad } q_{lim} = 0. \quad (2.19)$$

Deoarece

$$D = \mu \varphi_T \text{ și } E_{lim} = - \text{grad } \psi_{lim}$$

sau, ceea ce este același lucru,

$$E_{lim} = \pm D \text{ grad } \lambda_{lim} = 0,$$

atunci, din (2.19) rezultă că

$$q_{lim} \text{grad } \lambda_{lim} + \text{grad } q_{lim} = 0,$$

și deci,

$$\text{grad } e^{\lambda_{lim}} q_{lim} = 0, \text{ iar } e^{\lambda_{lim}} q_{lim} = \text{const.}$$

Din formula (2.17) se vede că purtătorii de sarcină minoritari pot fi împărțiți în două grupuri. Primul grup de purtători de sarcină, sub acțiunea câmpului electric și a gradientului concentrației purtătorilor, dă naștere unui flux dirijat, a cărui densitate de curent este egală cu $j(\xi)$. Densitatea de sarcină a acestor purtători, $q_T(l)$, este dată de primul termen al expresiei (2.17):

$$q_T(l) = e^{-\lambda(l)} \int_l^{l_{lim}} j(\xi) \frac{e^{\lambda(\xi)}}{D \xi} d\xi. \quad (2.20)$$

Cel de al doilea grup de purtători de sarcină se află în starea de echilibru dinamic care este realizat de condițiile corespunzătoare de pe frontierele domeniului investigat. Din această cauză, densitatea de sarcină a acestor purtători, q_r , este determinată, de această dată, de condiția la limită care se exprimă prin relația

$$q_r = q_{lim} \exp (\lambda_{lim} - \lambda). \quad (2.21)$$

Este evident că parametrii care determină mișcarea purtătorilor, într-un domeniu, sau în altul, vor fi determinați, la rîndul lor, numai de prima componentă, $q_T(l)$, a densității de sarcină. Pe de altă parte, recombinarea va fi determinată însă de variația sarcinii întregii mase de purtători minoritari, atât a acelor ce formează fluxul dirijat, cît și a acelor ce se găsesc în echilibru dinamic.

2.6. CARACTERISTICILE DIFUZIEI ȘI DRIFTULUI PURTĂTORILOR DE SARCINĂ MINORITARI

În dispozitivele semiconductoare, caracterul proceselor electrice este determinat, în primul rînd, de difuzia și driftul purtătorilor de sarcină minoritari. Atît difuzia, cît și driftul purtătorilor de sarcină minoritari pot fi definite suficient de complet, prin mărimea duratei medii a timpului de trecere al purtătorilor, necesar traversării domeniului considerat și prin dispersia acestui timp.

Timpul de trecere mediu al purtătorilor de sarcină de-a lungul liniei de curent va fi determinat [12] cu ajutorul următoarei inte-

grale curbilunii

$$\tilde{t}_l = \int_{l_0}^{l_{\text{lim}}} \frac{dl}{\tilde{v}(l)}, \quad (2.22)$$

în care l_0 este coordonata inițială, iar l_{lim} coordonata finală a liniei de curent (fig. 2.4). Prima coordonată coincide, în general, cu frontiera joncțiunii p - n , prin care sînt injectați purtătorii de sarcină minoritari, iar a doua este determinată de frontiera joncțiunii (sau a contactului) prin care acești purtători ies din domeniul considerat.

Viteza medie a purtătorilor de sarcină, $v(l)$, poate fi definită ca fiind egală cu raportul dintre densitatea de curent a purtătorilor de sarcină minoritari, care dau naștere fluxului dirijat, și densitatea lor de sarcină :

$$\tilde{v}(l) = \frac{j(l)}{q_T(l)}. \quad (2.23)$$

Conform formulelor (2.20), (2.22) și (2.23), timpul mediu de trecere a purtătorilor de sarcină de-a lungul unei linii de curent este dat de următoarea funcție integrală

$$\tilde{t}_l = \int_{l_0}^{l_{\text{lim}}} \frac{e^{-\lambda(l)}}{j(l)} \int_l^{l_{\text{lim}}} j(\xi) \frac{e^{\lambda(\xi)}}{D(\xi)} d\xi dl. \quad (2.24)$$

Iar timpul de trecere mediu al purtătorilor de sarcină, pentru întregul flux, poate fi definit ca media aritmetică

$$\tau_T = \frac{\int_{S_{\text{lim}}} \tilde{t}_l dS}{\int_{S_{\text{lim}}} dS} = \frac{1}{S_{\text{lim}}} \int_{S_{\text{lim}}} \tilde{t}_l dS.$$

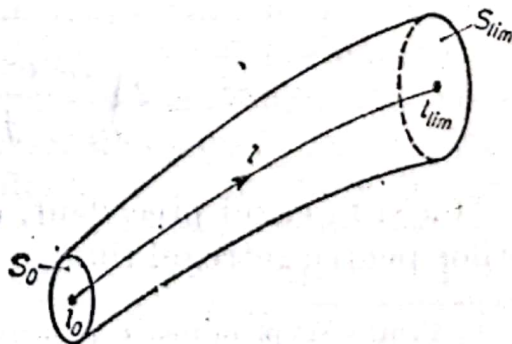


Fig. 2.4. Tub de linii de curent l .

În acest caz este convenabil ca medierea să se facă după aria S_{lim} a frontierei de delimitare a joncțiunii $p-n$, aceea prin care purtătorii de sarcină ies din domeniul examinat.

Prin urmare, timpul mediu de trecere al purtătorilor din domeniul considerat va fi dat de următoarea formulă :

$$\tau_T = \frac{1}{S_{\text{lim}}} \int_{S_{\text{lim}}} \int_{l_0}^{l_{\text{lim}}} \frac{e^{-\lambda(l)}}{j(l)} \int_l^{l_{\text{lim}}} j(\xi) \frac{e^{\lambda(\xi)}}{D(\xi)} d\xi dl dS. \quad (2.25)$$

Mărimea τ_T este determinată de viteza medie a purtătorilor de sarcină. Din această cauză, el poate caracteriza numai retardarea în timp (deplasările de fază) a fluxului purtătorilor de sarcină minoritari. Cu ajutorul lui τ nu poate fi calculată nici „destrămarea” impulsurilor foarte scurte, nici distorsionarea frontului de undă datorită difuziei. Încercările de a determina distorsionarea frontului impulsurilor utilizând timpul mediu de trecere (prin introducerea coeficienților de corecție) nu sînt suficient motivate [12].

În dispozitivele semiconductoare, difuzia are un rol esențial chiar și în prezența cîmpului intern. În cazul difuziei însă, se produce, în mod inevitabil, o abatere de la valoarea medie a timpului de trecere al purtătorilor de sarcină [1]. Aceste abateri se supun legii distribuției normale, fiind cel mai convenabil evaluate prin valoarea medie a abaterii pătratice a timpului de trecere față de valoarea sa medie.

În cazul examinat de noi, dispersia se caracterizează printr-o mărime invers proporțională cu coeficientul de difuzie D și are densitatea de distribuție a probabilității egală cu $j e^{\lambda}$ [vezi formula (2.24)]. Pătratul abaterii acestei mărimi de-a lungul drumului, de la orice punct l pînă la l_{lim} , este dat de o funcție de forma ¹

$$P(l) = 2 \left[\frac{1}{j e^{\lambda}} \int_l^{l_{\text{lim}}} j \frac{e^{\lambda}}{D} dz \right]^2.$$

Dispersia timpului de trecere al purtătorilor de sarcină de-a lungul unei linii de curent este dată de următoarea formulă :

$$\sigma_l^2 = 2 \int_{l_0}^{l_{\text{lim}}} \frac{e^{-\lambda}}{j} \int_l^{l_{\text{lim}}} j e^{\lambda} P(\xi) d\xi dl.$$

Ca și în cazul precedent, dispersia timpului de trecere al purtătorilor pentru întregul flux se definește ca media aritmetică a lui σ_l^2 .

¹ Pentru simplificarea exprimării, în cele ce urmează nu se va mai scrie argumentul funcției care este sub semnul integrală.

Rezultă deci că, dispersia timpului de trecere al purtătorilor de sarcină ce traversează domeniul considerat va fi dată de formula

$$\sigma_T^2 = \frac{2}{S_{\text{lim}}} \int_{S_{\text{lim}}} \int_{l_0}^{l_{\text{lim}}} \frac{e^{-\lambda}}{j} \int_l^{l_{\text{lim}}} \frac{e^{-\lambda}}{j} \left[\int_{\xi}^{l_{\text{lim}}} j \frac{e^{\lambda}}{D} dz \right]^2 d\xi dl dS. \quad (2.26)$$

Din formulele (2.25) și (2.26) rezultă că atât timpul mediu de trecere, cât și dispersia acestuia sînt determinate de distribuția densității de curent și de potențialul electrostatic din domeniul investigat.

Dacă lungimea drumului este mult mai mare decît lungimea de difuzie a purtătorilor de sarcină, atunci se poate neglija, în primă aproximație, variația densității de curent, evitîndu-se astfel problema stabilirii obligatorii a legii de distribuție a densității de curent. Pentru cazul în care regiunea considerată este chiar baza tranzistorului, o asemenea aproximație este perfect admisibilă. Dacă se mai introduce încă și niște coeficienți de corecție, care să țină seama de scăderea intensității curentului purtătorilor minoritari din întregul volum considerat, atunci se obține o concordanță bună între formulele riguroase și cele aproximative. Coeficientul de corecție se exprimă prin mărimea α_T , care reprezintă coeficientul de migrație al purtătorilor de sarcină minoritari la traversarea domeniului studiat. Acest coeficient caracterizează micșorarea intensității curentului purtătorilor minoritari din cauza recombinării.

Așadar, în practică este comod să se folosească în calculele tehnice, următoarele formule simplificate :

$$\tau_T = \alpha_T \tau_T^* \text{ și } \sigma_T = \alpha_T \sigma_T^*, \quad (2.27)$$

în care τ_T^* și σ_T^* sînt parametrii dispozitivului semiconductor, cînd densitatea de curent este constantă.

În dispozitivele semiconductoare se pot distinge fluxuri de purtători de sarcină care au sensul normal și fluxuri care au sensul invers. Se numește flux cu sensul normal, fluxul care se deplasează în sensul regimului de lucru obișnuit al dispozitivului (de exemplu, la un tranzistor, deplasarea purtătorilor de sarcină minoritari de la emitor către colector). Fluxul purtătorilor de sarcină, care se deplasează în sens contrar, este numit flux de sens invers (de pildă, de la colector spre emitor). Vom conveni să considerăm sens normal, pentru fluxul reprezentat în figura 2.4, sensul de la l_0 către l_{lim} și sens invers — de la l_{lim} către l_0 . Atunci timpul mediu de trecere și dispersia timpului mediu de trecere vor fi date, pentru un flux cu sensul nor-

mal, de următoarele formule

$$\tau_{TN}^* = \frac{1}{S_{lim}} \int_{S_{lim}} \int_{l_0}^{l_{lim}} e^{-\lambda} \int_l^{l_{lim}} \frac{e^\lambda}{D} d\xi dl dS; \quad (2.28, a)$$

$$\sigma_{TN} = \left\{ \frac{2}{S_{lim}} \int_{S_{lim}} \int_{l_0}^{l_{lim}} e^{-\lambda} \int_l^{l_{lim}} e^{-\lambda} \left[\int_{\xi}^{l_{lim}} \frac{e^\lambda}{D} dz \right]^2 d\xi dl dS \right\}^{1/2}, \quad (2.28, b)$$

iar pentru un flux orientat invers

$$\tau_{TI}^* = \frac{1}{S_0} \int_{S_0} \int_{l_{lim}}^{l_0} e^{-\lambda} \int_l^{l_0} \frac{e^\lambda}{D} d\xi dl dS; \quad (2.29, a)$$

$$\sigma_{TI}^* = \left\{ \frac{2}{S_0} \int_{S_0} \int_{l_{lim}}^{l_0} e^{-\lambda} \left[\int_{\xi}^{l_0} \frac{e^\lambda}{D} dz \right]^2 d\xi dl dS \right\}^{1/2}. \quad (2.29, b)$$

Parametrii definiți prin relațiile (2.27) — (2.29) caracterizează difuzia și driftul purtătorilor de sarcină minoritari în domeniul examinat al cristalului de semiconductor.

Dintre parametrii caracteristici ai semiconductorului, influențează valoarea mărimilor τ_T și σ_T numai coeficientul de difuzie sau mobilitatea μ a purtătorilor de sarcină, care se exprimă însă prin același coeficient de difuzie, conform cunoscutei formule a lui Einstein, $\mu = D/\varphi_T$. Mobilitatea μ nu este altceva decât viteza medie de drift pe care o capătă purtătorii de sarcină într-un cîmp electric a cărui intensitate este egală cu unitatea. Valoarea lui μ este determinată, în mare măsură, de difuzia (împrăștierea) purtătorilor mobili pe care o suferă aceștia, pe defectele rețelei cristalului [4], inclusiv difuzia pe centrele de impuritate. Diferitele mecanisme ale difuziei, care determină mărimea mobilității μ a purtătorilor, sînt prezentate în lucrarea [4].

Mobilitatea purtătorilor depinde de concentrația impurităților. Această dependență se exprimă teoretic prin formula lui Conwell-Weisskopf [13], a cărei justete este confirmată prin faptul verificat experimental că mobilitatea μ scade într-adevăr, cînd concentrația impurităților crește. Variația lui μ cu temperatura nu concordă prea bine cu teoria, din care cauză, atunci cînd este cazul, trebuie folosite formulele empirice, obținute pe baza rezultatelor experimentale. Aceste formule se exprimă astfel:

pentru germaniu $\mu_n = 3,5 \cdot 10^7 T^{-1,6}$; $\mu_p = 9,1 \cdot 10^8 T^{-2,3}$;

pentru siliciu $\mu_n = 5,1 \cdot 10^6 T^{-1,5}$; $\mu_p = 2,4 \cdot 10^8 T^{-2,3}$, în care T este temperatura absolută.

2.7. CARACTERISTICILE PROCESULUI DE GENERARE ȘI RECOMBINARE A PURTĂTORILOR DE SARCINĂ

În cristalele semiconductoare are loc, sub acțiunea căldurii, a luminii, a radiației Röntgen etc., generarea de perechi electron-gol. În starea de echilibru termodinamic, creșterea concentrației goluri-

lor și a electronilor, ce se produce datorită generării, este compensată prin procesul de recombinare a electronilor cu golurile.

Caracteristicile volt-amperice ale dispozitivelor semiconductoare sînt determinate, în primul rînd, de curenții de origine termică din joncțiuni, care iau naștere ca rezultat al generării purtătorilor de sarcină. Tocmai din acest punct de vedere ne și interesează procesul de generare.

După cum se știe, din cauza recombinării în bază are loc o micșorare a concentrației purtătorilor de sarcină minoritari, prin urmare și o scădere a intensității curentului ce circulă prin sarcina din circuit și totodată — a puterii dezvoltată în aceasta. Procesul de recombinare afectează și inerția dispozitivului semiconductor. În toate situațiile în care apar anumiți factori ce limitează mărimea fluxului de purtători de sarcină majoritari dintr-o anumită regiune, viteza proceselor de tranziție va fi determinată de viteza recombinării.

Mecanismele de generare și de recombinare a electronilor și golurilor pot fi clasificate în trei categorii principale [4]: a) recombinare directă; b) recombinare prin intermediul capcanelor; c) recombinare superficială.

În primul caz, unirea electronului cu golul, adică recombinarea, are loc prin trecerea directă, într-un singur act de tranziție, a electronului din zona de conducție, pe unul dintre nivelurile libere ale zonei de valență (fig. 2.5, a). Acest proces este însoțit de eliberarea energiei excedentare a electronului care este emisă, acest mecanism de recombinare purtînd numele de radiativ [4]. În cadrul generării directe, electronul trece nemijlocit, din zona de valență în zona de conducție (fig. 2.5, b).

A doua categorie de recombinare și de generare se realizează prin intermediul unui anumit fel de defecte ale rețelei cristalului semiconductor. Aceste defecte constituie capcanele de recombinare (sau, așa-numitele centre de recombinare) ale căror niveluri energetice, de regulă, se află în vecinătatea mijlocului zonei interzise (vezi nivelul ϵ_i din figura 2.5). În cazul prezenței capcanelor de recombinare, trecerea electronului din zona de conducție în zona de valență (recombinarea) și trecerea inversă, din zona de valență, în zona de conducție (generare) se produce prin două etape succesive care pot fi separate printr-un interval de timp, destul de mare. Dacă, de exemplu, capcana de recombinare este neutră, atunci poate fi capturat un electron din zona de conducție (fig. 2.6, a). Și în acest caz are loc o eliberare de energie, însă cu mult mai redusă decît în cazul trecerii într-o singură repriză. După scurgerea unui anumit timp, electronul poate să treacă în zona de valență (iradiind energia pe care o are în plus), încheindu-se astfel procesul de recombinare (fig. 2.6, b). Într-un mod analog se va produce și generarea perechii electron-gol prin intermediul capcanelor de recombinare: capcana de recombi-

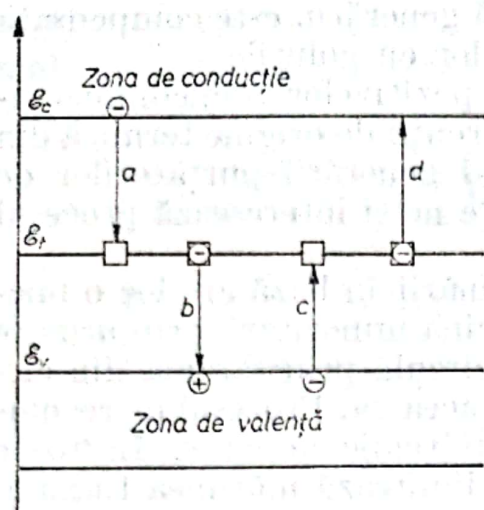


Fig. 2.5. Diagrama energetică pentru ilustrarea recombinării și a generării directe.

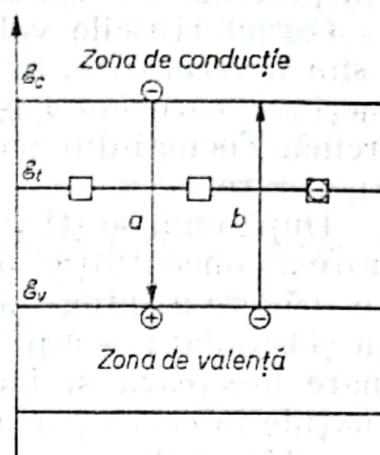


Fig. 2.6. Diagrama energetică pentru ilustrarea recombinării și generării în două etape, prin intermediul capcanelor de recombinare.

nare neutră captează un electron din zona de valență (fig. 2.6, c), după care îl transferă în zona de conductibilitate (fig. 2.6, d).

Probabilitatea de tranziție a electronului dintr-o stare în altă stare descrește rapid cu creșterea energiei iradiate. Din această cauză, trecerea în două etape, când la fiecare tranziție parțială se pierde o cantitate mai mică de energie, este sensibil mai probabilă decât trecerea într-o singură etapă.

Procesul de recombinare și cel de generare prin intermediul capcanelor de recombinare a fost analizat pentru prima oară de către Hall [14]. Teoria acestui proces a fost finalizată în articolul lui Shockley și Ryder [15]. Conform statisticii lui Hall, Shockley și Ryder, timpul de viață τ al purtătorilor de sarcină din volumul cristalului semiconductor este determinat de valoarea efectivă a energiei $\mathcal{E}_t$ a nivelului electronilor din interiorul capcanelor de recombinare, de concentrația acestor capcane, N_t , și de concentrațiile purtătorilor de sarcină mobili: a electronilor, $n = n_0 + n_1$, și a golurilor, $p = p_0 + p_1$, (n_0 și p_0 fiind concentrațiile purtătorilor de sarcină respectivi, în starea de echilibru, iar n_1 și p_1 — concentrațiile acelorași purtători, însă atunci când echilibrul termodinamic este stricat, așa-numitele concentrații de neechilibru).

Relația dintre τ și $\mathcal{E}_t$ se exprimă prin funcții exponențiale care dau concentrația electronilor din zona de conductibilitate, n_t , cit și concentrația golurilor din zona de valență, p_t , pentru cazul când nivelul Fermi coincide cu nivelul efectiv al capcanei de recombinare. Concentrația capcanelor de recombinare determină timpul de viață τ_{n0} al electronilor într-un semiconductor, când acesta este de tip p evident pronunțat, cit și timpul de viață al golurilor, τ_{p0} , dintr-un semiconductor tot numai atunci când acesta este evident pronunțat, de tipul n . Întrucît procesul de recombinare are un rol deosebit de important pentru funcționarea tranzistorilor, vom prezenta pe scurt principalele concluzii ale teoriei lui Hall, Shockley și Ryder.

Conform statisticii lui Hall, Shockley și Ryder, timpul de viață τ_0 , în starea de echilibru a purtătorilor de sarcină, este definit de

formula :

$$\tau_0 = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_i}{n_0 + p_0} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_i}{n_0 + p_0}. \quad (2.30)$$

Din această expresie rezultă că timpul de viață al purtătorilor de sarcină, τ_0 , variază atât cu variația concentrației de echilibru a electronilor, cât și cu variația concentrației de echilibru a golurilor. În figura 2.7 este arătat graficul variației lui τ_0 în funcție de concentrația electronilor, reprezentat pe baza datelor luate din lucrarea [15]. Într-un semiconductor de tip n evident pronunțat, pentru care concentrația electronilor $n_0 \gg n_i$, timpul de viață al purtătorilor de sarcină este constant, fiind egal cu timpul de viață al purtătorilor de sarcină minoritari, τ_{p0} , care, în acest caz, sînt golurile. Într-un asemenea semiconductor, capcanele de recombinare sînt ocupate deja cu electroni (dat fiind că numărul de electroni din zona de conductibilitate este relativ mare). În această situație, procesul de recombinare are loc astfel : golurile sînt capturate de către capcane și aici se recombina cu electronii.

Într-un semiconductor de tip p , evident pronunțat, pentru care concentrația de echilibru a golurilor, $p_0 \gg p_i$, timpul de viață al purtătorilor de sarcină va fi, de asemenea, constant, și anume, egal cu timpul de viață τ_{n0} al electronilor. Într-un asemenea semiconductor, capcanele nu sînt ocupate, însă numărul de goluri este atât de mare, încît acesta face ca electronul capturat de o capcană să se recombine imediat cu un gol.

Cînd concentrația purtătorilor de sarcină majoritari scade, timpul de viață crește, atîngînd o valoare maximă bine determinată. Atît poziția, cît și valoarea acestui maxim, $\tau_{0\max}$, depind de raportul τ_{n0}/τ_{p0} . În cazurile cînd acest raport diferă de unitate, nu cu mai mult decît un singur ordin de mărime, atunci maximum, $\tau_{0\max}$, este atins în vecinătatea conductibilității intrinseci.

Concentrația purtătorilor de sarcină, de echilibru, depinde de concentrația impurităților, N , ceea ce face ca și timpul de viață să

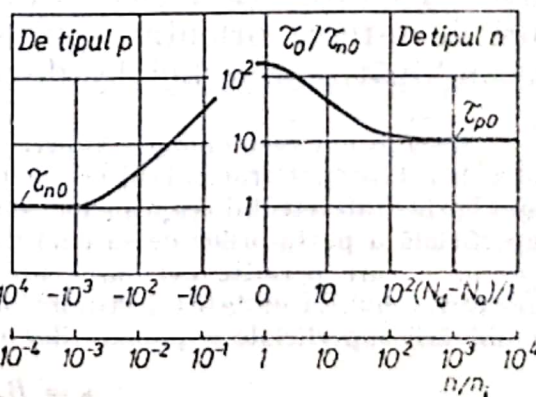


Fig. 2.7. Graficul dependenței timpului de viață al purtătorilor de sarcină, τ_0 , de concentrația electronilor, n , și de concentrația rezultantă $(N_d - N_a)$.



varieze cu N , și anume, cu creșterea lui N , timpul de viață, τ_0 , al purtătorilor de sarcină scade, iar cu micșorarea lui N — din contra — va crește (fig. 2.7).

Timpul de viață al purtătorilor de sarcină depinde de concentrația de neechilibru a lor. Conform statisticii lui Hall, Shockley și Ryder, această legătură este dată de următoarea formulă:

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1 + n_t}{n_0 + n_1 + p_0} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1 + p_t}{p_0 + p_1 + n_0}. \quad (2.31)$$

Din această formulă rezultă că, pentru o creștere la infinit a concentrației purtătorilor de sarcină de neechilibru, timpul de viață se va stabili la nivelul

$$\tau_{\infty} = \tau_{p0} + \tau_{n0}.$$

Întrucît timpul de viață al purtătorilor de sarcină, în starea de echilibru, τ_0 , diferă de mărimea lui τ_{∞} , rezultă că, odată cu creșterea concentrației purtătorilor de neechilibru (cu creșterea nivelului injecției), timpul de viață va varia, și anume astfel că τ va crește monoton, dacă $\tau_0 < \tau_{\infty}$, sau, va descrește monoton, dacă $\tau_0 > \tau_{\infty}$.

Formula lui Hall, Shockley și Ryder ne permite să deducem și modul de variație al timpului de viață al purtătorilor de sarcină, în funcție de temperatură, determinată de faptul că concentrația lor se schimbă odată cu variația temperaturii (mărimile τ_{p0} și τ_{n0} nu sînt sensibile la variații de temperatură).

În afară de recombinarea ce are loc în volumul semiconductorului, se mai produce și recombinarea pe suprafața cristalului. Desigur, la adîncimi mai mari față de suprafața cristalului decît lungimea de difuzie, L , a purtătorilor de sarcină, influența recombinării de suprafață va fi practic neglijabilă. Datorită acestui fapt, atunci cînd nivelul injecției este scăzut, deci cînd fluxul de purtători de neechilibru se propagă prin volumul bazei la o adîncime, față de suprafața cristalului, mai mare decît lungimea de difuzie, recombinarea superficială poate fi complet neglijată. Dacă însă tranzistorul lucrează la niveluri de injecție ridicate, atunci va lua naștere un flux de purtători de sarcină orientat spre suprafața cristalului, astfel că efectul recombinării superficiale devine sesizabil.

Mecanismul recombinării superficiale a purtătorilor de sarcină a fost studiat de către Brattain și Bardeen [16] care au arătat că și în acest caz recombinarea se produce prin intermediul capcanelor de recombinare. Se obișnuiește ca recombinarea superficială a purtătorilor de sarcină să fie caracterizată, de obicei, prin viteza recombinării, s , care permite evaluarea numărului de purtători ce se recombină pe suprafața cristalului, în unitatea de timp. Conform teoriei lui Brattain și Bardeen, viteza recombinării superficiale a purtătorilor de sarcină este dată de expresia

$$s = B_s (n_0 + p_0 + p_1).$$

Valoarea coeficientului B_s este determinată de concentrația capcanelor de recombinare de la suprafața cristalului și de valoarea energiei nivelului energetic efectiv. Concentrația capcanelor de recombinare depinde de tratamentul la care a fost supusă suprafața cristalului, cit și de starea acesteia. Viteza de recombinare superficială, s , este deci sensibilă la orice modificare a stării suprafeței.

Prin intermediul capcanelor, pe suprafața cristalului se produce și procesul de generare a perechilor electron-gol.

Procesul de recombinare-generare afectează funcționarea dispozitivelor semiconductoare în măsura în care el provoacă o variație a concentrației, și deci a densității de sarcină a purtătorilor minoritari acumulați în domeniile active ale cristalului. Variația purtătorilor de sarcină minoritari, din cauza recombinării și a generării lor, va fi dată de ecuația de continuitate¹

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{q - q_0}{\tau} \pm \operatorname{div} j.$$

Funcționarea dispozitivului va fi determinată nu numai de recombinarea purtătorilor de sarcină care are loc în interiorul volumului cristalului și care este determinată de timpul lor de viață τ , ci și de recombinarea de la suprafața care mărginește regiunea activă a cristalului. Recombinarea superficială a purtătorilor de sarcină modifică valoarea divergenței densității de curent, $\operatorname{div} j$, fiind caracterizată prin viteza recombinării superficiale s .

În cristalele omogene ideale, adică în semiconductorii cu $\tau = \text{const}$ și $s = 0$, efectul proceselor de recombinare și generare este determinat doar de o singură mărime — timpul de viață τ a purtătorilor de sarcină.

În realitate însă cristalele folosite pentru realizarea dispozitivelor semiconductoare sînt neomogene. Astfel, de pildă, în domeniul bazei unui tranzistor de drift, impuritățile se distribuie în mod special neuniform, cu scopul de a crea cîmpul electric intern.

În cazul cînd distribuția impurităților este neuniformă, timpul de viață al purtătorilor de sarcină, τ , variază în limitele bazei. Tot neomogenă este și baza tranzistorilor de difuzie, dat fiind că concentrația capcanelor de recombinare este diferită în diferitele domenii ale bazei, după cum acestea sînt pasive sau active, cit și pe suprafața cristalului.

În regiunile neomogene ale cristalului, variația sarcinii purtătorilor minoritari poate fi determinată utilizînd o valoare medie a timpului de viață, τ_{med} , ce se deduce plecîndu-se de la ecuația de continuitate, care se integrează pe întregul volum considerat, v ; se

¹ Semnul se ia plus în ecuația pentru electroni și minus, în ecuația pentru goluri, vezi [(2.5, a) și (2.5, b)].

obține :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = - \int_v \frac{q - q_0}{\tau} dv \pm \int_v \operatorname{div} j dv. \quad (2.32)$$

Această ecuație reprezintă, în fond, ecuația de continuitate, scrisă sub formă integrală, cu ajutorul căreia se poate determina variația sarcinii totale a purtătorilor minoritari din volumul considerat :

$$Q = \int_v q dv.$$

Conform teoremei lui Gauss, integrala de volum a divergenței este determinată de valoarea intensității curentului creat de fluxul de purtători de sarcină care traversează suprafața de delimitare a volumului considerat, adică

$$\operatorname{div} \int_v j dv = \int_S j_{sn} dS.$$

La rîndul ei, această intensitate este formată din diferența dintre intensitățile curenților, a purtătorilor de sarcină minoritari, ce trec prin joncțiunile electron-gol, și a curentului purtătorilor de sarcină minoritari, orientat către suprafața cristalului. Deci,

$$\pm \int_v \operatorname{div} j dv = \pm \int_S j_{sn} dS = I_r \pm \int_{S_{fr}} j_{sn} dS, \quad (2.33)$$

S_{fr} fiind acea parte a suprafeței domeniului activ către care este orientat fluxul cu densitatea de curent j_{sn} . În expresia (2.33), în locul diferenței dintre intensitățile curenților purtătorilor de sarcină minoritari, s-a inclus o mărime egală cu această diferență, I_r , reprezentînd componenta intensității curentului creat prin procesul de recombinare din regiunea activă. Conform condiției la limită (2.7), densitatea de curent j_{sn} poate fi înlocuită prin produsul dintre densitatea de sarcină a purtătorilor minoritari de la suprafață, q_s , și viteza lor de recombinare, s :

$$\pm \int_v \operatorname{div} j dv = I_r - \int_{S_{fr}} s(q_s - q_{s0}) dS. \quad (2.34)$$

Introducând expresia (2.34) în ecuația de continuitate (2.32) obținem :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = - \int_v \frac{q}{\tau} dv - \int_{S_{fr}} s q_s dS + g_v + I_r, \quad (2.35)$$

aici integrala $g_v = \int_v q_0 dv + \int_{S_{fr}} s q_{s0} dS$ exprimă variația sarcinii

purtătorilor minoritari, determinată de generarea perechilor electron-gol, în domeniul considerat.

Pentru domeniile omogene din cristal ($\tau = \text{const}$; $s = 0$), ecuația de continuitate capătă forma :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = - \frac{Q}{\tau} + g_v + I_r. \quad (2.36)$$

Din compararea expresiilor (2.35) și (2.36) rezultă că un dispozitiv semiconductor avînd regiuni neomogene ale cristalului ar putea fi identificat cu un cristal omogen, dacă — toate celelalte condiții rămînînd identice — procesul de recombinare din acest dispozitiv va fi definit prin timpul de viață mediu al tuturor purtătorilor de sarcină, determinat de următoarea expresie :

$$\frac{1}{\tau_{med}} = \frac{1}{Q} \left[\int_v \frac{q}{\tau} dv + \int_{S_{fr}} s q_s dS \right]. \quad (2.37)$$

Rezultă deci că efectul procesului de recombinare asupra funcționării unui dispozitiv semiconductor s-ar putea caracteriza printr-o singură mărime, nu numai în cristalele omogene, ci și în cele eterogene. Aceasta nu se poate însă realiza întotdeauna, dat fiind că valoarea lui τ_{med} este determinată nu numai de parametrii caracteristici, τ și s , ai domeniului activ, ci și de legea de distribuție a purtătorilor de sarcină minoritari, q [vezi expresia (2.37)]. Datorită acestui fapt, dacă în domeniul activ se produce vreo variație a distribuției purtătorilor de sarcină, atunci și timpul de viață mediu, τ_{med} , va varia. Aici nu este vorba de variația timpului de viață ca efect al variației concentrației purtătorilor de sarcină de neechilibru. Acest efect definit în cadrul statisticii lui Hall, Shockley și Ryder [15] este evaluat prin modificarea corespunzătoare a timpului de viață, τ .

Într-o regiune neomogenă a cristalului, viteza de recombinare este diferită, în diferitele domenii ale acesteia. Această viteză de recombinare va depinde, totodată, într-o mare măsură și de domeniul

activ, anume, în care se găsesc purtătorii de sarcină și, de asemenea, de durata de timp în care ei se află în acest domeniu. Tocmai din această cauză, în dispozitivele semiconductoare cu domenii eterogene, nu mai este posibilă determinarea procesului de recombinare numai printr-o singură mărime, τ_{med} ; va trebui să avem de-a face cu câțiva parametri caracteristici, care sînt definiți prin valorile timpului de viață mediate după domeniul activ, luîndu-se funcții de pondere diferite [17]. Într-adevăr, pentru purtătorii de sarcină care sînt în starea de echilibru termodinamic, medierea timpului lor de viață trebuie făcută aplicînd o funcție de pondere, care definește distribuția purtătorilor de sarcină minoritari din domeniul activ, atunci cînd nu există în acest domeniu un flux orientat de astfel de purtători. Pentru niște purtători care se deplasează însă dintr-un domeniu al cristalului în alt domeniu, timpul de viață poate fi mediat utilizînd o funcție de pondere, care definește durata prezenței acestor purtători de sarcină în domeniul studiat.

Variația sarcinii purtătorilor minoritari, din regiuni active eterogene datorită atât recombinării din interiorul volumului, cît și de pe suprafața cristalului semiconductor, este destul de complet definită prin următoarele mărimi caracteristice:

1. Constanta de acumulare volumică τ_{acv} .
2. Valoarea medie a timpului de viață pentru fluxul normal orientat de purtători, τ_{rN} .
3. Valoarea medie a timpului de viață pentru fluxul de purtători orientat invers, τ_{rI} .
4. Constanta de atenuare superficială ν_s .

Prima dintre mărimile enumerate, τ_{acv} , caracterizează procesul de recombinare, care are loc în volumul semiconductorului, a purtătorilor de sarcină ce se află în stare de echilibru termodinamic. Recombinarea purtătorilor de sarcină care fac parte din fluxul orientat normal (de exemplu, purtătorii care circulă de la emitor către colector), este definită prin mărimea τ_{rN} . În cazul cînd fluxul de purtători este orientat invers (de la colector spre emitor) recombinarea va fi definită prin mărimea τ_{rI} [17]. În fine, efectul recombinării superficiale este luat în considerație cu ajutorul constantei de atenuare ν_s [1].

Prin urmare, primele trei mărimi τ_{acv} , τ_{rN} și τ_{rI} definesc particularitățile dispozitivului determinate de recombinările din volumul semiconductorului. Acești parametri sînt determinați, la rîndul lor, de timpul de viață al purtătorilor de sarcină, τ , și nu depind de viteza de recombinare superficială s (la calcularea lor se ia $s = 0$).

Vom trece acum să calculăm constanta de acumulare volumică τ_{acv} , care caracterizează recombinarea purtătorilor de sarcină

aflați în starea de echilibru termodinamic. Întrucît acești purtători de sarcină nu fac parte dintr-un flux de purtători orientat ($j(\xi) = 0$), pentru distribuția densității de sarcină a lor se pleacă de la expresia (2.17), obținîndu-se în final, următoarea funcție exponențială :

$$q_r = q_{fr} \exp(\lambda_{fr} - \lambda).$$

Utilizînd această expresie a lui q_r și apelînd la formula (2.37) scrisă pentru $a = 0$, vom obține pentru determinarea constantei de acumulare volumică următoarea formulă :

$$\tau_{ac0} = \frac{\int_v q_{fr} \exp(\lambda_{fr} - \lambda) dv}{\int_v \frac{q_{fr}}{\tau} \exp(\lambda_{fr} - \lambda) dv} \approx \frac{\int_v e^{-\lambda} dv}{\int_v \frac{e^{-\lambda}}{\tau}}. \quad (2.38)$$

(Aproximația este valabilă atunci cînd condiția exprimată prin relația (2.18) este satisfăcută, adică în cazurile cînd curenții de scurgere sînt neglijabili.)

Pentru fluxul dirijat în sens normal, distribuția densității de sarcină a purtătorilor minoritari va fi dată de următoarea funcție :

$$q_{TN}(l) = e^{-\lambda(l)} \int_l^{l_{fr}} j(\xi) \frac{e^{\lambda(\xi)}}{D(\xi)} d\xi,$$

care, introdusă în expresia (2.37), scrisă pentru $s = 0$, ne dă timpul de viață mediu,

$$\tau_{rN} = \frac{\int_v e^{-\lambda(l)} \int_l^{l_{fr}} j(\xi) \frac{e^{\lambda(\xi)}}{D(\xi)} d\xi dv}{\int_v \frac{e^{-\lambda(l)}}{\tau} \int_l^{l_{fr}} j(\xi) \frac{e^{\lambda(\xi)}}{D(\xi)} d\xi dv}.$$

Dacă neglijăm variația densității de curenți, $j(\xi)$, și reducem integrala de volum la o integrală simplă și una de suprafață, obținem :

$$\tau_{rN} = \frac{S_{fr} \tau_{TN}^*}{\int_{S_{fr}} \int_{l_0}^{l_{fr}} \frac{e^{-\lambda}}{\tau} \int_l^{l_{fr}} \frac{e^{\lambda}}{D} d\xi dl dS}. \quad (2.39)$$

Într-un mod analog se determină timpul de viață mediu pentru fluxul orientat invers :

$$\tau_{rI} = \frac{\int_v e^{-\lambda} \int_l^{l_0} j \frac{e^\lambda}{D} d\xi dv}{\int_v \frac{e^{-\lambda}}{\tau} \int_l^{l_0} j \frac{e^\lambda}{D} d\xi dv},$$

sau

$$\tau_{rI} = \frac{S_0 \tau_{rI}^*}{\int_{S_0} \int_{l_{fr}}^{l_0} \frac{e^{-\lambda}}{\tau} \int_l^{l_0} \frac{e^\lambda}{D} d\xi dl dS}. \quad (2.40)$$

Constanta de atenuare superficială, v_s , caracterizează efectul procesului de recombinare superficială în starea de echilibru termodinamic. Mărima acestei constante este determinată tot de formula (2.37) (pentru $\tau \rightarrow \infty$) :

$$v_s = \frac{\int_{S_{fr}} s q_s dS}{\int_v q_r dv},$$

unde S_{fr} este aria suprafeței cristalului care mărginește domeniul activ.

Ținînd seama de faptul că sarcina purtătorilor minoritari care se află în echilibru dinamic va fi dată, în acest caz, de expresia

$$q_r = q_s \exp(\lambda_s - \lambda),$$

putem aduce formula constantei de atenuare superficială la următoarea formă :

$$v_s = \frac{\int_{S_{fr}} s q_s dS}{\int_v q_s \exp(\lambda_s - \lambda) dv} \simeq \frac{\int_{S_{fr}} s e^{-\lambda_s} dS}{\int_v e^{-\lambda} dv}. \quad (2.41)$$

Această din urmă aproximație fiind valabilă în cazurile în care curenții de scurgere de la suprafața cristalului, cît și de pe fețele joncțiunii, sînt atît de mici, încît să fie satisfăcută condiția (2.18),

adică

$$q_s e^{\lambda_s} = \text{const.}$$

Așadar, atât acumulara, cât și resorbția acelei mase de purtători minoritari de sarcină electrică, care nu formează un flux dirijat, va fi caracterizată în cazul general de constanta de acumulare volumică τ_{acr} și de constanta de atenuare superficială v_s . Totodată, viteza medie a recombinării va fi dată, conform lui (2.37), de relația

$$\frac{1}{\tau_{ac}} = \frac{1}{\tau_{acr}} + v_s, \quad (2.42)$$

unde τ_{ac} este valoarea efectivă a constantei de acumulare.

Formulele (2.38) — (2.42) ne permit să determinăm parametrii fizici fundamentali ai tranzistorului, care definesc procesul de recombinare, cât și procesul de generare, din regiunile active ale cristalului.

2.8. DETERMINAREA POTENȚIALULUI ELECTROSTATIC DIN CRISTALELE SEMICONDUCTOARE

Pentru evaluarea parametrilor ce caracterizează procesele din tranzistori, trebuie să ne fie cunoscută legea după care se distribuie potențialul electrostatic din regiunea considerată. După cum este bine cunoscut, potențialul electrostatic se obține prin rezolvarea ecuației lui Poisson.

La determinarea potențialului electrostatic trebuie să ținem seama de câteva particularități ale tranzistorilor. Variații importante ale potențialului electrostatic apar într-un cristal semiconductor, în regiunile unde există neomogenități. Neomogenitățile pot lua naștere într-un cristal prin faptul că impuritățile sînt distribuite neuniform, ceea ce provoacă apariția cîmpului electric propriu, sau, cum i se spune, cîmpul electric intern. Neomogenități de acest fel apar întotdeauna la frontiera de separație dintre domenii cu conductibilități electrice diferite. Așa, de exemplu, în domeniul joncțiunilor $p-n$, datorită existenței gradientului concentrației purtătorilor de sarcină, determinat de variația concentrației impurităților, ia naștere domeniul sarcinii spațiale, în cadrul căruia se manifestă cîmpul electric și, corespunzător acestui cîmp, apare diferența de potențial, de echilibru, φ_D . Și regiunea bazei unui tranzistor de drift este tot neomogenă, deoarece aici impuritățile sînt în mod special distribuite neuniform, pentru ca să se formeze cîmpul electric propriu care va accelera mișcarea purtătorilor de sarcină de la emitor către

colector. În plus, câmpul electric poate să ia naștere și în absența sarcinii spațiale. Astfel, de pildă, în cazul unei distribuții exponențiale a impurităților în regiunea bazei tranzistorului de drift, cu toate că nu există, practic, o sarcină spațială, ia naștere totuși un câmp electric datorită acțiunii momentelor dipolare; intensitatea lui este constantă, $E = \text{const.}$

Neomogenitățile ce determină apariția câmpului electric dintr-un semiconductor pot lua naștere și sub acțiunea unor factori din afară: a luminii, a căldurii, a câmpurilor electrice și magnetice externe etc. Astfel, de exemplu, un câmp electric extern, aplicat unui semiconductor, provoacă stricarea stării sale de echilibru, determinând apariția neomogenităților, fie datorită injectării unor sarcini minore, fie extragerii acestora. Astfel de neomogenități determină și ele, de asemenea, apariția unui câmp electric. De fapt, acesta nu este, în fond, altceva decât, tot câmpul electric extern, care a pătruns însă în profunzimea cristalului semiconductor. Desigur distribuția câmpului electric extern va depinde, în interiorul semiconductorului, de structura cristalului. Tensiunea datorată câmpului electric exterior, în cea mai mare parte a sa, cade pe acele domenii ale semiconductorului, în care, datorită structurii neomogene a cristalului, apar bariere de potențial ce se opun trecerii purtătorilor dintr-o zonă în alta. În domeniile în care, însă, cristalul este omogen, electronii și golurile de neechilibru sînt în general, în număr egal, aceasta ca o consecință a tendinței de menținere a stării electrice neutre a materialelor bune conducătoare de electricitate (ceea ce face ca densitatea sarcinii rezultante să rămînă, practic, constantă) [1, 18]. În acest caz, câmpul electric care ia naștere va fi relativ slab. În acele locuri însă, unde cristalul este puternic neomogen, ca de exemplu în domeniile direct limitrofe cu joncțiunile $p-n$, principiul neutralității nu mai este satisfăcut, dat fiind că apar câmpuri electrice destul de intense, capabile să mențină o variație a densității sarcinii spațiale.

Distribuția potențialului electrostatic din cristalele de semiconductori este descrisă de ecuația lui Poisson. Această ecuație se poate rezolva, relativ simplu, numai pentru un domeniu în care densitatea sarcinii spațiale rezultante este egală cu zero. În anumite ipoteze simplificatoare se reușește rezolvarea acestei ecuații pentru domeniul sărăcit al unei joncțiuni $p-n$ [18, 19]. În cazul general însă, această ecuație trebuie rezolvată simultan cu ecuațiile (2.4) și (2.5), ceea ce implică serioase dificultăți. Din această cauză, sîntem nevoiți să recurgem la metodele calculului cu aproximații pentru determinarea câmpului și a potențialului electrostatic. În starea de echilibru, intensitatea câmpului poate fi determinată din ecuația de densitate a curentului, (2.4). Într-adevăr, plecînd de la această ecuație, se poate arăta că intensitatea câmpului intern se exprimă prin formula

$$E_0 = \varphi_T \frac{\text{grad } q_n}{q_n} \text{ sau } E_0 = -\varphi_T \frac{\text{grad } q_p}{q_p}.$$

Pentru ca să putem utiliza însă aceste formule simple, trebuie să cunoaștem distribuția densității de sarcină fie a electronilor, q_n , fie a golurilor, q_p . Relativ simplu

se obține distribuția densității de sarcină a purtătorilor de sarcină majoritari. Se poate considera într-o primă aproximație că în starea de echilibru concentrația purtătorilor de sarcină majoritari este egală cu concentrația impurităților N . Rezultă, prin urmare, că intensitatea cîmpului electric intern poate fi definită prin următoarea formulă aproximativă:

$$E_0 = \pm \varphi_T \frac{\text{grad } N}{N}. \quad (2.43)$$

Semnul minus se ia în formulă pentru semiconductorii de tip p , iar semnul plus, pentru semiconductori de tipul n . După cum o arată practica, formula aproximativă (2.43) asigură, pentru tranzistorii ce se fabrică în prezent, o precizie care este suficientă pentru calculele ingineresti.

Formula (2.43) se folosește, de obicei, pentru calcularea intensității cîmpului intern din domeniile active ale cristalelor semiconductoare.

Stricarea stării de echilibru determină, în mod inevitabil, o variație a intensității cîmpului. În cazul cel mai general, calculul cîmpului pentru starea de neechilibru este dificil. De cele mai dese ori însă, interesează numai mărimea E_1 , adică a componentei cîmpului electric din bază, luată după linia curenților purtătorilor de sarcină minoritari. Această componentă a intensității cîmpului electric se poate calcula după cum urmează. Dacă se neglijează, în prima aproximație, fluxul purtătorilor de sarcină majoritari în direcția liniilor menționate, atunci, din ecuația de densitate a curenților rezultă pentru această componentă a intensității cîmpului,

$$E_1 \approx \pm \varphi_T \frac{\text{grad } q_{0 \text{ maj}}}{q_{0 \text{ maj}}}.$$

Aici $q_{0 \text{ maj}}$ este densitatea de sarcină a purtătorilor de sarcină majoritari, care se compune din densitatea de sarcină a purtătorilor de echilibru, determinată de concentrația impurităților și din densitatea purtătorilor de neechilibru. Această de a doua componentă poate fi dedusă pe baza principiului neutralității, conform căruia, sarcina totală a purtătorilor majoritari și a purtătorilor minoritari injectați în bază este egală cu zero. Se obține astfel că:

$$E_1 \approx \pm \frac{1}{1 + q_n / (eN)} \left[E_0 + \varphi_T \frac{\text{grad } q_{\text{min}}}{eN} \right], \quad (2.44)$$

unde $q_{\text{min}} = q - q_0$ reprezintă creșterea sarcinii purtătorilor minoritari.

Pentru domeniul bazei tranzistorilor bipolari, formula (2.44) constituie o aproximație suficient de precisă, dar numai atunci cînd nivelurile de injecție rămîn destul de coborîte, astfel încît este satisfăcut principiul neutralității și cînd nu există nici un fel de flux de purtători de sarcină majoritari de-a lungul bazei.

Analog se poate arăta că potențialul electrostatic, ψ , este dat de următoarele formule aproximative:

a) în starea de echilibru

$$\psi_0(l) = \pm \varphi_T \ln \frac{N(l)}{N(l_0)} + \psi_0(l_0); \quad (2.45)$$

b) în starea de neechilibru

$$\psi(l) = \pm \varphi_T \left\{ \ln \frac{N(l)}{N(l_0)} - \ln \left[1 + \frac{q_{\text{min}}(l)}{eN(l)} \right] - \ln \left[1 + \frac{q_{\text{min}}(l_0)}{eN(l_0)} \right] \right\} + \psi(l_0), \quad (2.46)$$

în care simbolurile care-l au ca argument pe $l = l_0$ reprezintă valorile mărimilor respective, luate într-un punct care are coordonata $l = l_0$.

După cum reiese din ultima formulă, potențialul electrostatic este determinat, pe de o parte, de cîmpul electric intern ce apare ca o consecință a distribuției neuniforme a impurităților, $N(l)$, iar pe de altă parte, de cîmpul ce ia naștere datorită acumulării purtătorilor de sarcină de neechilibru. Cînd nivelurile de injecție sînt mici, sau medii, acționează mai ales cîmpul electric intern. Din această cauză, atunci cînd un tranzistor lucrează în regim de injecție moderată, potențialul electrostatic va fi dat de formula (2.45). Influența cîmpului ce apare datorită acumulării purtătorilor de sarcină mobili se manifestă cînd nivelurile injecției sînt înalte.

Prin urmare, pentru calcularea timpului de trecere mediu, cit și a dispersiei acestui timp și, de asemenea, a constantelor de timp ce caracterizează procesul de recombinare, se vor utiliza formulele (2.45) și (2.46) pentru potențialul electrostatic și anume, prima dintre ele se va aplica, în general, atunci cînd nivelurile de injecție sînt mici, sau medii, pe cînd cea de a doua, în cazul unor niveluri de injecție înalte.

3.1. CLASIFICAREA JONCTIUNILOR ELECTRON-GOL. TEHNOLOGIA DE FABRICARE

Jonctiunea electron-gol are o importanță esențială în funcționarea unei largi clase de dispozitive semiconductoare, utilizate pentru transformarea și amplificarea semnalelor electrice. Cea mai largă răspândire au căpătat-o jonctiunile electron-gol care se formează între două domenii vecine ale unui semiconductor, unul dintre aceste domenii având conductibilitatea de tipul p , pe când celălalt — de tipul n . O astfel de jonctiune este numită, de asemenea, jonctiune $p-n$. În practică se mai întâlnesc și jonctiunile ce iau naștere între un semiconductor și electrodul metalic, sau între semiconductor și stratul său superficial.

În acest capitol sînt examinate detaliat proprietățile fundamentale ale unei jonctiuni $p-n$.

În electronica actuală cu semiconductori sînt folosite jonctiuni plane, punctuale și superficiale de barieră.

Jonctiunile plane se formează în volumul cristalului, la granița de contact dintre doi semiconductori avînd conductibilități electrice diferite (fig. 3.1). Cea mai frecventă utilizare a căpătat-o în practică jonctiunea electron-gol plană, care ia naștere la contactul dintre două domenii ale unui semiconductor, dintre care unul are o conductibilitate de tipul p , iar celălalt — de tipul n . Pot fi întâlnite și jonctiuni electron-electron (jonctiune n^+-n), cît și jonctiuni gol-gol (jonctiune p^+-p). Prima dintre acestea apare într-un semiconductor între două domenii de tip n , iar cea de a doua, între două domenii de tipul p , conductibilitatea electrică avînd însă valori diferite în cele două domenii. Cu indicele „+” se notează domeniul care posedă conductibilitatea electrică mai mare. Cîteodată, în același mod se indică și

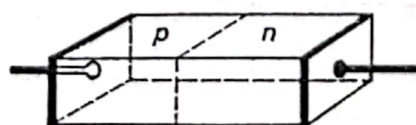


Fig. 3.1. O jonctiune $p-n$ crescută.

pentru joncțiunile $p-n$, domeniul cu conductibilitatea electrică mai ridicată (de exemplu p^+-n , sau $p-n^+$).

Joncțiunea punctiformă se formează între cristalul semiconductor și un contact realizat special în acest fel, sau prin presare cu un vîrf metalic. Primii tranzistori au fost sub formă de dispozitive cu joncțiuni punctiforme. Astăzi, astfel de joncțiuni se folosesc numai la dispozitivele care funcționează în domeniul frecvențelor ultrînalte (FIF), în care se caută să se reducă pe cît posibil mai mult aria joncțiunii, pentru a elimina capacitatea acesteia. Cele mai importante defecte ale unei joncțiuni punctiforme sînt fiabilitatea redusă a acesteia (din cauza rezistenței mecanice foarte slabe), precum și proasta reproductibilitate a parametrilor săi.

Joncțiunile cu barieră de suprafață iau naștere între un semiconductor și stratul de inversiune format pe suprafața acestui cristal, prin aplicarea unui tratament tehnologic adecvat.

După criteriul tehnologic, adică a metodei de fabricare, toate joncțiunile se pot clasifica într-un număr de șapte grupuri.

1. Joncțiunile obținute prin tragere din topitură (fig. 3.1) se obțin prin creșterea monocristalului din topitură, prin adăugarea succesivă de impurități reprezentînd elemente chimice din diferite grupe ale tabelului elementelor. În acest mod au fost obținute primele tranzistoare plane, în anul 1951. În prezent, nu se mai folosesc, aproape deloc, joncțiuni trase din topitură.

2. Joncțiunile prin aliere (fig. 3.2) se obțin prin alierea impurității în profunzimea monocristalului de semiconductor. Astfel, de pildă, pentru realizarea din germaniu a unei joncțiuni $p-n$, prin aliere, se ia o plăcuță de germaniu monocristal de tipul n și pe suprafața sa se aplică o tabletă mică dintr-un element din grupa a III-a (de exemplu, In), care va reprezenta impuritatea de tipul p . După aceasta, plăcuța se încălzește la o temperatură ceva mai mică decît temperatura de topire a germaniului, însă mai mare decît temperatura de topire a impurității. Ca rezultat al topirii impurității, se va forma un strat p , care, împreună cu germaniul care este de tipul n , vor da naștere unei joncțiuni $p-n$.

Procesul de aliere se produce în două stadii [5]. În cadrul primului stadiu, o parte din monocristalul semiconductor se dizolvă în aliajul metalic, ceea ce are drept consecință înlocuirea atomilor semiconductorului prin atomi de impuritate. În stadiul al doilea începe recristalizarea atomilor dizolvați în topitură; la sfîrșitul acestui stadiu, se formează un domeniu monocristalin cu joncțiunea $p-n$.

3. Metoda electrochimică de fabricare a joncțiunilor $p-n$ a fost elaborată din necesitatea de a se reduce cît mai mult dimensiunile joncțiunilor obținute prin aliere. În esență, această metodă se reduce la următoarele. Pe suprafața plăcuței semiconductor se corodează prin procedee electrochimice o adîncitură (o scobitură) de dimensiuni reduse, care va delimita aria joncțiunii, după care se realizează emiterul, sau colectorul, prin depunerea metalului corespunzător în această scobitură pe cale electrochimică. Plăcuța inițială va constitui domeniul bazei. În acest mod se prepară joncțiunile cu barieră de suprafață [6], care reprezintă, de fapt, un contact metal-semiconductor.

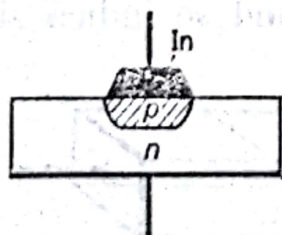


Fig. 3.2. Joncțiune $p-n$ obținută prin aliere.

O variantă a acestei tehnologii o reprezintă fabricarea joncțiunilor $p-n$ de micro-aliere, în care impuritățile de tip p sau n , se depun în adâncitura corodată, după care sînt implantate prin topire, în plăcuța inițială de semiconductor [20]. O astfel de joncțiune este, prin construcția sa, analoagă cu joncțiunea de aliere, de care se deosebește numai prin dimensiunile sale mai mici, ceea ce facilitează micșorarea capacității joncțiunii și, drept consecință, îmbunătățirea corespunzătoare a caracteristicilor, în domeniul frecvențelor înalte.

4. Metoda difuziei este procedeul cel mai eficace și cel mai modern de obținere a joncțiunilor $p-n$. În acest caz, joncțiunea $p-n$ se obține prin difuzarea impurității în plăcuța semiconductoră inițială. Difuzia impurității se poate produce, fie din domeniul interioare ale cristalului, fie prin suprafața acestuia, din surse exterioare. În primul caz, difuzia impurităților are loc din faza lichidă (sau, cum se mai spune, difuzie din topitură), pe cînd în al doilea caz, din faza gazoasă.

În prezent au căpătat o largă răspîndire dispozitivele care se obțin prin difuzie din faza de gaz, printr-o mască de oxid, dedesubtul căreia se realizează joncțiunea. Pentru aceasta, plăcuțele de semiconductor, pe care există stratul protector de oxid, sînt supuse unui proces de fotolitografiere în următoarea succesiune [5]: se depune un strat fotorezistent pentru a proteja oxidul metalic contra corodării: se usucă acesta, iar apoi se expune la lumină printr-un șablon de copiere fotografică a configurației dorite, după care se trece la operația de revelare, pentru a îndepărta porțiunile din stratul de oxid metalic ce nu au fost impresionate de lumină, iar în aceste locuri, prin corodare se practică „ferestre”. După ce s-a realizat astfel fotolitografia, prin „ferestrele” din stratul de oxid metalic se face doparea prin difuzie cu impurități și se obține astfel, în final, joncțiunea $p-n$. Acest procedeu permite obținerea simultană, pe aceeași plăcuță, a zeci, și chiar sute de joncțiuni $p-n$.

5. Tehnologia epitaxială realizează creșterea unei pelicule monocristal semiconductoră pe un suport semiconductor, indiferent de felul conductibilității electrice a acestuia. Prin creșterea unei astfel de pelicule, de exemplu de tip n , pe un suport avînd conductibilitatea de tipul p se va obține o joncțiune $p-n$. Evident că pelicula epitaxială poate să fie diferită, față de suport în ce privește constituția sa [20].

În prezent, metoda epitaxială se aplică cel mai des pentru obținerea straturilor p^+-n și n^+-n . De exemplu, pentru fabricarea tranzistoarelor, în vederea micșorării rezistenței corpului colectorului se depune o peliculă subțire avînd rezistență electrică mare, pe un suport cu rezistență ohmică redusă cu același tip de conductibilitate electrică ca și pelicula. În acest caz, suportul cu rezistență ohmică mică are rolul de corp al colectorului, iar în regiunea formată de pelicula epitaxială se va afla joncțiunea colector. Metoda epitaxială are un caracter mult mai general: prin această metodă se pot depune pelicule semiconductoră cu conductibilitate electrică de electroni, sau de goluri, realizîndu-se astfel joncțiunile epitaxiale [21].

6. Alierea ionică, care reprezintă o metodă modernă de dopare a unui semiconductor cu impurități, permite în plus și realizarea joncțiunilor $p-n$ [22]. Pentru aceasta, ionii impurităților respective sînt accelerați într-un accelerator pînă la energii de 40–800 keV, și se extrag apoi, prin separare magnetică, din fasciculul de ioni, ionii de impuritatea dorită, bombardînd cu ei ținta care o constituie tocmai plăcuța de semiconductor. Adîncimea la care vor pătrunde acești ioni în semiconductor va fi determinată de energia lor, pe cînd gradul de aliere va depinde de durata expunerii țintei. În scopul ecranării părților plăcuței care nu trebuie să fie supuse alierii, se utilizează măști corespunzătoare. Defectele provocate de bombardarea ionică sînt îndepărtate parțial, prin recoacere.

După structura pe care o au, joncțiunile electron-gol se pot împărți în trei grupuri.

Structura clasică se obține din strate cu conductibilitate electrică diferită ca tip și care se succed unul după altul. Ca exemplu de astfel de structuri pot fi date joncțiunile obținute prin tragere din topitură (fig. 3.1), cit și cele de aliere (fig. 3.2).

Mezastructura se realizează în dispozitivele în care porțiunile pasive ale cristalului sînt corodate, urmărindu-se prin aceasta eliminarea efectelor parazite, creșterea valorii tensiunii de străpungere superficială (vezi § 3.5) cit și micșorarea capacității

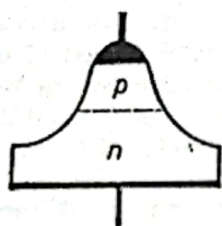
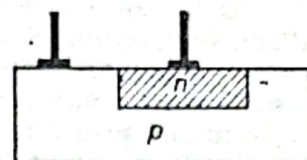


Fig. 3.3. Joncțiune p - n cu mezastructură.

Fig. 3.4. Joncțiune p - n cu structură planară.



joncțiunii. Plăcuța de semiconductor se corodează, astfel ca diferitele strate să se înalțe pe suport (fig. 3.3) în așa fel încît să formeze o structură originală care seamănă cu un podiș muntos (mesa).

Dintre structurile planare fac parte dispozitivele în care joncțiunile și contactele corespunzătoare sînt scoase pe aceeași față a cristalului inițial (fig. 3.4). Joncțiunile electron-gol ale structurilor planare se obțin, de regulă, prin difuzia impurităților din faza gazoasă¹. În acest caz, joncțiunile se formează dedesubtul stratului de oxid protector, ceea ce are drept consecință înlăturarea efectelor anormale de suprafață, care sînt proprii dispozitivelor semiconductoare ale căror joncțiuni sînt scoase la suprafață.

După mecanismul de deplasare a purtătorilor de sarcină minoritari în bază, dispozitivele semiconductoare se pot împărți în două categorii: de difuzie și de drift.

Pentru dispozitivele de difuzie, sau, cum li se mai spune, fără cîmp electric intern în bază, este caracteristic mecanismul deplasării prin difuzie a purtătorilor minoritari în regiunea bazei. Dintre aceste dispozitive fac parte joncțiunile p - n obținute prin tragere din topitură, prin aliere și prin procedeul electrochimic. În cadrul acestor procedee de fabricare, impuritățile se repartizează uniform în bază, deci nu poate lua naștere cîmpul electric intern. Fluxurile purtătorilor de sarcină minoritari, orientate, apar datorită difuziei care determină deplasarea purtătorilor de sarcină minoritari dinspre locurile unde concentrația lor este mai mare, înspre porțiunile în care concentrația este mai mică.

Cîmpul electric intern din bază ia naștere atunci cînd distribuția inițială a impurităților este neuniformă. Astfel, de pildă, pentru realizarea unei joncțiuni p - n prin metoda difuziei, impuritățile se distribuie neuniform în bază, aceasta determinînd apariția unui cîmp electric care va determina o mișcare accelerată a sarcinilor electrice în bază. În dispozitivele de acest fel, mecanismul de deplasare a sarcinilor minoritare are un caracter nu atît de difuzie, cît, mai degrabă, un caracter de drift, din care cauză și sînt denumite, în mod curent, de drift.

¹ În literatura tehnologică termenul „planar” a căpătat un sens intrucitva diferit: el desemnează dispozitivele fabricate folosind difuzia printr-o mască de oxid.

3.2. CARACTERISTICILE STATICE ALE UNEI JONCTIUNI $p-n$ PLANE IDEALE

Să examinăm o joncțiune $p-n$ ideală ale cărei caracteristici principale au fost analizate pentru prima dată de către W. Shockley [23].

În dispozitivele semiconductoare se utilizează, în general, joncțiuni $p-n$ nesimetrice, adică joncțiuni în care concentrația impurităților este în regiunea p , de exemplu, cu mult mai mare decât în regiunea n , sau invers. Raportul concentrațiilor impurităților din domeniul p și din domeniul n poate să atingă chiar câteva ordine de mărime. Evident că regiunea cu concentrația impurităților mai ridicată va avea o rezistență ohmică mai mică față de cea cu concentrația impurităților mai scăzută.

Intensitatea curentului care circulă printr-o joncțiune $p-n$, atunci când este legată în circuit direct, va fi determinată, aproape în întregime, de intensitatea fluxului de purtători de sarcină majoritari din regiunea cu rezistență ohmică mai mică, care trec în domeniul cu rezistență ohmică ridicată. Se înțelege de la sine că domeniul cu rezistență ohmică mai mică și în care, din cauza concentrației ridicate a impurităților, există și un număr mai mare de purtători de sarcină majoritari, va reprezenta sursa cea mai importantă de purtători de sarcină mobili, ceea ce face ca acest domeniu să fie denumit, de regulă, emitor. Domeniul care are rezistență ohmică mare se numește bază.

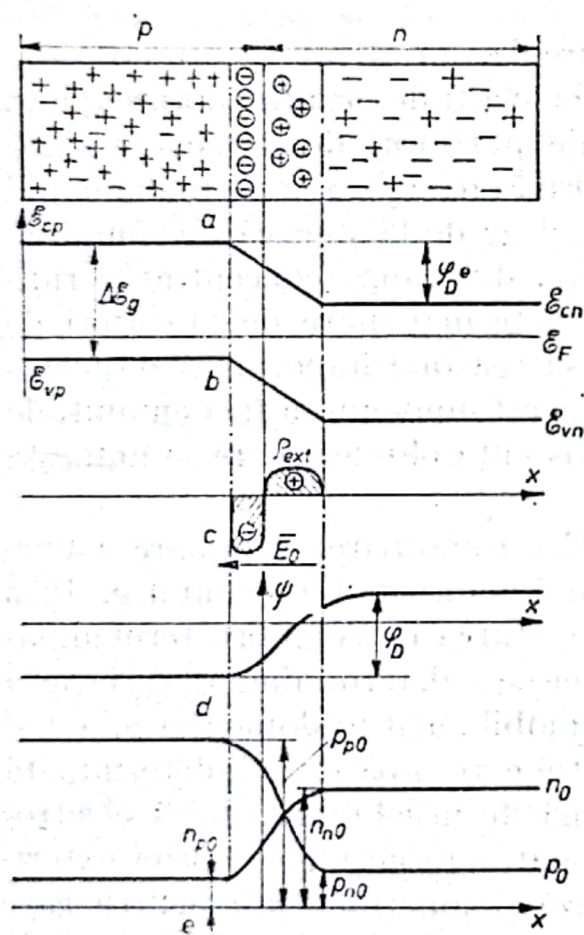
Legarea la sursele de tensiune electromotoare exterioare a unei joncțiuni $p-n$ se face prin intermediul unor contacte ohmice. Prin conectarea la sursa de curent electric, starea de echilibru termodinamic a joncțiunii $p-n$ se va strica, aceasta determinând o variație a concentrației purtătorilor de sarcină mobili, atât în domeniul p , cât și în domeniul n . Variația de concentrație care apare va fi determinată de concentrația purtătorilor de sarcină de neechilibru, adică electronii și golurile care apar în domeniul dat, sub acțiunea cauzei exterioare. În acest paragraf se examinează o joncțiune $p-n$ pentru care dimensiunile domeniilor p și n sînt mult mai mari decât lungimea de difuzie L a purtătorilor de sarcină. În astfel de dispozitive se poate considera că la distanțe de la limita domeniilor p și n de ordinul lui $(3 \div 4)L$, concentrația purtătorilor de sarcină este, practic, egală cu concentrația lor în starea de echilibru termodinamic.

Vom considera o joncțiune $p-n$ nesimetrică, cu impuritățile din domeniile p și n distribuite neomogen.

Starea de echilibru

În figura 3.5 sint trasate graficele ce caracterizează particularitățile joncțiunii $p-n$ în starea de echilibru, adică atunci cînd joncțiunea nu este legată la o sursă de tensiune exterioară. Aceste grafice au fost construite pentru o joncțiune la care emitorul reprezintă domeniul cu rezistența ohmică mai mică, fiind un domeniu de tipul p , iar baza este domeniul de tip n , avînd rezistența ohmică mai ridicată.

Deoarece în domeniul n concentrația electronilor este mult mai mare față de cea din domeniul p , electronii vor difuza spre domeniul p . Exact din aceeași cauză, golurile vor căuta să treacă invers, din domeniul p în domeniul n . Pe măsură însă ce electronii trec din domeniul n în domeniul p , iar golurile din domeniul p , în domeniul n ,



- | | | |
|---------------------|--|---------------------------------|
| Fluxul de goluri | | care difuzează în domeniul p |
| Fluxul de goluri | | care înving bariera φ_D |
| Fluxul de electroni | | care înving bariera φ_D |
| Fluxul de electroni | | care difuzează în domeniul n |

Fig. 3.5. Joncțiunea electron-gol în starea de echilibru :

a — structura; b — nivelurile energetice; c — distribuția densității de sarcină; d — graficul potențialului electrostatic; e — distribuția concentrației purtătorilor de sarcină mobili; f — fluxurile purtătoare de sarcină.

în vecinătatea acestor două domenii își va face apariția un strat sărăcit (de sarcini mobile), în care sarcinile, atât a acceptorilor, cât și a donatorilor, nu mai sînt compensate de către sarcinile golurilor și electronilor. În figura 3.5 *a*, acest strat a fost reprezentat schematic prin cercuri cu semnul minus (pentru a nota ionii negativi ai impurității acceptoare din domeniul *p*) și cu semnul plus (pentru a nota ionii donatorilor din domeniul *n*). Stratul sărăcit se numește, în fond, joncțiunea propriu-zisă, fiind domeniul în care sarcina spațială este considerabilă (fig. 3.5, *c*). Sarcina spațială dă naștere cîmpului electric al joncțiunii, care se opune trecerii în continuare, prin difuzie, a electronilor din domeniul *n* în domeniul *p*, cât și a golurilor, din domeniul *p* în domeniul *n* (în figura 3.5 sensul intensității cîmpului este reprezentat prin vectorul E_0).

Sub acțiunea cîmpului electric al joncțiunii are loc o curbare a zonelor energetice (fig. 3.5, *b*), ceea ce contribuie la stabilirea unui nivel Fermi comun pentru întreaga joncțiune *p-n* considerată ca un întreg. După cum se știe, în starea de echilibru potențialul chimic, care coincide tocmai cu nivelul Fermi, trebuie să fie același în tot cristalul [2].

Apariția sarcinii spațiale în stratul joncțiunii provoacă o schimbare a potențialului electrostatic: în domeniul *n* acest potențial va deveni mai pozitiv decît în domeniul *p* (fig. 3.5, *d*). Deoarece în exteriorul stratului joncțiunii, sarcina, atât a acceptorilor, cât și a donatorilor, este compensată de sarcina purtătorilor mobili (conform principiului neutralității), potențialul electrostatic din domeniile *p* și *n* rămîne, practic, constant și deci, intensitatea cîmpului va fi egală cu zero. Cea mai puternică variație a potențialului electrostatic se va produce la limita de despărțire dintre domeniile *p* și *n*, unde va apărea chiar o barieră de potențial, a cărei înălțime va fi dată de diferența de potențial de contact φ_D (fig. 3.5, *b*, *d*). Valoarea lui φ_D se poate calcula plecînd de la funcția de distribuție a lui Maxwell-Boltzmann pentru goli și pentru electroni, conform căreia

$$p_{n0} = p_{p0} \exp \left(- \frac{\varphi_D}{\varphi_T} \right) \text{ sau} \\ n_{p0} = n_{n0} \exp \left(- \frac{\varphi_D}{\varphi_T} \right). \quad (3.1)$$

Mărimile p_{n0} , p_{p0} , n_{p0} sînt indicate în figura 3.5, *e*. Sensul fizic al relațiilor (3.1) este următorul: din numărul total de goli și de electroni care se găsesc pe fundul gropii de potențial (p_{p0} și n_{n0}), numai o fracțiune dintre ei, egală cu $\exp(-\varphi_D/\varphi_T)$, va fi capabilă să învingă o barieră de potențial a cărei înălțime este egală cu φ_D .

Din formula (3.1) rezultă că diferența de potențial de contact este egală cu

$$\varphi_D = \varphi_T \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = \varphi_T \ln \frac{p_{p0} n_{n0}}{n_i^2} \approx \varphi_T \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}, \quad (3.2, a)$$

sau

$$\varphi_D = \varphi_T \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = \varphi_T \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2} \approx \varphi_T \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2}. \quad (3.2, b)$$

Pentru deducerea acestor formule s-a ținut seama de faptul că în starea de echilibru avem [1]

$$p_{p0} n_{p0} = p_{n0} n_{n0} = n_i^2,$$

iar concentrația purtătorilor majoritari va fi aproximativ egală cu concentrația impurităților :

$$p_{p0} \approx N_a \text{ și } n_{n0} = N_d.$$

Pentru joncțiunile electron-gol realizate în cristale de germaniu, diferența de potențial de contact, φ_D , este în general de 0,3 — 0,4 V, pe cînd în cristalele de siliciu, de 0,6—0,8 V.

Distribuțiile concentrației electronilor și a concentrației golurilor sînt reprezentate în figura 3.5, *d*. În această figură graficul este trasat fără a fi respectată scara de reprezentare, deoarece în domeniile limitrofe, concentrațiile purtătorilor de sarcină variază cu cîteva ordine de mărime (de $10^5 \div 10^6$, în cazul dispozitivelor cu germaniu și de $10^{10} \div 10^{13}$ — pentru cele cu siliciu).

Pentru joncțiunile *p-n* redresoare, concentrația impurităților cît și concentrația corespunzătoare a purtătorilor de sarcină majoritari, din emitor, nu va depăși, în general, valoarea de $(10^{18} \div 10^{19}) \text{ cm}^{-3}$. Concentrația impurităților și cea a purtătorilor de sarcină majoritari — aproximativ egală cu prima — este, de regulă, în bază, de $10^3 \div 10^4$ ori mai mică față de cea din emitor. În ce privește concentrația purtătorilor minoritari, care în starea de echilibru este dată de cunoscutele relații

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{p_{p0}}, \quad p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}},$$

aceasta va fi cu atît mai mică, cu cît concentrația purtătorilor de sarcină majoritari va fi mai mare.

Trebuie încă o dată subliniat că, în starea de echilibru, cristalul considerat ca un tot este neutru, astfel încât sarcina totală a ionilor negativi de acceptori din stratul de joncțiune va fi egală cu sarcina ionilor pozitivi, de donori. Din această cauză, stratul săracit este mai larg, în domeniul care are rezistență ohmică mai mare, decât în stratul săracit din zona de rezistență ohmică mai scăzută, și anume, exact de atâtea ori, de câte ori concentrația impurităților din primul domeniu va fi mai mare decât în stratul săracit. Această deosebire este ilustrată în figura 3.5, *a*, fără însă a se fi respectat scara de reprezentare. Domeniul sarcinii pozitive din stratul *n* va fi mult mai larg, față de domeniul sarcinii negative din stratul *p*. Rezultă deci că, într-o joncțiune nesimetrică, domeniul sarcinii pozitive se află concentrat, în cea mai mare parte, în stratul cu rezistență ohmică mai mare, adică în domeniul bazei. În starea de echilibru, lărgimea joncțiunii propriu-zise este de ordinul micronilor sau a zecimilor de micron.

În starea de echilibru nu există curenți electrici în circuitul exterior. Aceasta nu înseamnă însă că trecerea electronilor și a golurilor din domeniul *p* în domeniul *n*, sau invers, este exclusă. Datorită agitației termice, energia unora dintre goluri va fi suficientă pentru a învinge bariera de potențial cu înălțimea φ_D trecînd deci, din domeniul *p*, în domeniul *n* (vezi figura 3.5, *f*, în care fluxul purtătorilor mobili este reprezentat prin săgeți). Acest flux al golurilor este compensat de fluxul purtătorilor de același nume, care, fiind generați în domeniul *n*, difuzează în stratul de tranziție și vor fi capturați de cîmpul electric al acestui strat, fiind transferați domeniului *p*. În același mod se stabilește echilibrul și între fluxul de electroni, care, învingînd bariera de potențial, trec astfel din domeniul *n* în domeniul *p*, și celălalt flux de electroni, care trec din domeniul *p* (în care iau naștere prin termogenerare) în domeniul *n*, iar din cauză că concentrația electronilor în acest domeniu *n*, este mai mică decât a golurilor din domeniul *p*, acest flux va fi mai slab (fapt care este ilustrat în figura 3.5, *f*, prin reprezentarea săgeților respective, mai înguste).

Efectele aplicării tensiunii de deplasare de blocare

Să aplicăm unei joncțiuni electron-gol *p-n* o tensiune continuă cu minusul legat la domeniul *p* și plusul legat la domeniul *n* (figura 3.6, *a*). Acest mod de conectare a joncțiunii *p-n* se numește legare inversă, iar tensiunea aplicată — deplasare de blocare.

O parte din tensiunea aplicată cade pe domeniul *p*, (U_p), o altă parte cade direct pe stratul joncțiunii (U_j) și, în fine, o parte — pe domeniul *n*, (U_n). Dintre acestea, cea mai mare valoare o are U_j ; aproape întreaga tensiune aplicată din exterior cade direct pe joncțiune, adică $U_j \approx U_{ext}$.

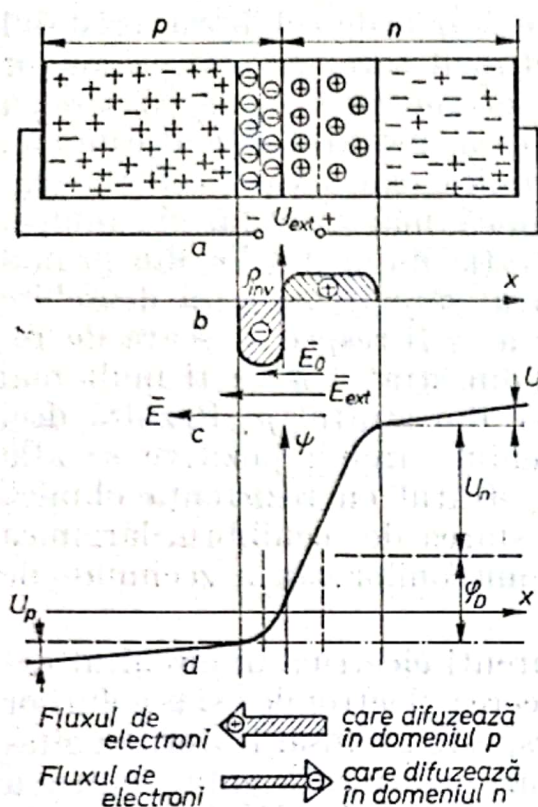


Fig. 3.6. Juncțiunea electron-gol în cazul polarizării inverse :

a — structura juncțiunii și schema conectării tensiunii exterioare; *b* — distribuția densității de sarcină; *c* — vectorii intensitate a cîmpului; *d* — graficele potențialului electrostatic în starea de echilibru (— — —) și în cazul unei tensiuni de polarizare inversă (—); *e* — fluxurile purtătorilor de sarcină.

Prin aplicarea tensiunii exterioare ia naștere un cîmp electric, al cărui sens coincide cu cel al cîmpului din stratul epuizat, E_0 (fig. 3.6, *c*). Intensitatea cîmpului din stratul de joncțiune va crește, devenind egală cu

$$E = E_0 + E_{\text{ext}}.$$

Cîmpul exterior va împinge golurile dinspre frontiera stratului juncțiunii spre interiorul domeniului *p*, în timp ce pe electronii îi va împinge spre interiorul domeniului *n*. Ca urmare, joncțiunea se va lărgi (în figura 3.6, *a*, limitele juncțiunii în stare de echilibru sînt reprezentate prin linii punctate, pe cînd limitele aceleiași juncțiuni, corespunzătoare deplasării de blocare, sînt trasate cu o linie continuă). Mărimea sarcinii de volum din stratul juncțiunii va crește. În exteriorul stratului juncțiunii, sarcina nu se schimbă, practic rămînînd în continuare egală cu zero.

Își schimbă valoarea și potențialul electrostatic. În domeniul *p*, potențialul devine mai negativ, pe cînd în domeniul *n* mai pozitiv (în figura 3.6, *d*, pentru ca deosebirea să iasă mai clar în evidență, nivelurile de potențial din starea de echilibru — linia punctată — și cele din starea de neechilibru — linia continuă — sînt aduse să coincidă pe limita juncțiunii dinspre domeniul *p*). Cea mai puternică variație a potențialului se va produce în stratul juncțiunii, ceea ce

determină o creștere a înălțimii barierei de potențial cu valoarea $U_j \approx U_{\text{ext}}$.

Schimbarea înălțimii barierei de potențial este însoțită de o modificare corespunzătoare a fluxului purtătorilor de sarcină majoritari, capabil să învingă bariera. Fluxul purtătorilor de sarcină minoritari (a golurilor ce trec din domeniul n în domeniul p și al electronilor care trec din domeniul p în domeniul n) nu este însă influențat de schimbarea barierei de potențial: pentru purtătorii de sarcină minoritari, stratul joncțiunii nu constituie o barieră de potențial, ci din contra, o „groapă” în care se scurg purtătorii minoritari. Intensitatea fluxului de purtători minoritari depinde în mod exclusiv numai de numărul de goluri și de electroni generați în locurile imediat vecine cu stratul joncțiunii.

Scoaterea purtătorilor de sarcină din domeniul unui semiconductor în care aceștia reprezintă purtătorii minoritari, de către câmpul electric creat de o tensiune exterioară, și transferarea lor prin joncțiunea $p-n$ a căpătat numele de extracția purtătorilor de sarcină minoritari [3].

Să deducem intensitatea curentului creat de fluxul purtătorilor de sarcină minoritari. Numărul golurilor generate în unitatea de timp, într-un singur centimetru cub al domeniului n , prin termogenerare, va fi egal cu $p_{n0}/\tau_{ac\ n}$ ($\tau_{ac\ n}$ fiind valoarea medie a timpului de viață al purtătorilor de sarcină, care este egal cu constanta de acumulare din domeniul n). Curentul ce circulă prin joncțiune se compune din golurile generate la o distanță față de limita joncțiunii, care nu depășește lungimea de difuzie L_p . Majoritatea golurilor generate la o distanță $l > L_p$, de la limita joncțiunii, se vor recombina, înainte de a fi ajuns pînă la stratul joncțiunii. Prin urmare, componenta de goluri a curentului creat de purtătorii de sarcină minoritari va putea fi calculată utilizînd următoarea formulă aproximativă

$$I_{Tp} = \int_{v_{nL}} \frac{ep_{n0}}{\tau_{ac\ n}} dv = \frac{ep_{n0}}{\tau_{ac\ n}} S_j L_p, \quad (3.3, a)$$

în care v_{nL} este volumul domeniului cuprins pe toată lungimea de difuzie, plecînd de la frontiera joncțiunii, iar S_j reprezintă aria joncțiunii $p-n$.

Analog se deduce componenta electronică a intensității curentului purtătorilor de sarcină minoritari

$$I_{Tn} = \int_{v_{pL}} \frac{en_{p0}}{\tau_{ac\ p}} dv = \frac{en_{p0}}{\tau_{ac\ p}} S_j L_n. \quad (3.3, b)$$

Aici $\tau_{ac\ p}$ este constanta de acumulare din domeniul p , L_n este lungimea de difuzie a electronilor, iar v_{pL} este volumul din domeniul p , egal cu $S_p L_n$, adică volumul cuprins între limitele lungimii de difuzie a electronilor și frontiera joncțiunii.

Intensitatea curentului I_{Tp} cît și a curentului I_{Tn} nu depind de tensiunea aplicată. Intensitatea curentului rezultat,

$$I_{TD} = I_{Tp} + I_{Tn},$$

poartă numele de componenta de difuzie a curentului termic al joncțiunii $p-n$. Acest curent este denumit „termic”, deoarece își are originea în procesul de termogenerare, și „de difuzie”, deoarece este format din fluxul purtătorilor de sarcină minoritari, care difuzează spre joncțiune și sînt antrenați de cîmpul acesteia.

Vom trece acum să determinăm intensitatea curentului purtătorilor de sarcină majoritari. După cum s-a menționat deja, dintre toate golurile ce se găsesc pe fundul gropii de potențial, care sînt în număr de p_{p0} , pot să învingă bariera de potențial de înălțime φ_D numai o fracțiune dintre ei, care este exprimată prin formula (3.1). Fluxul lor va fi compensat de golurile care trec din domeniul n în domeniul p , dînd astfel naștere curentului I_{Tp} . Rezultă deci că și fluxul de goluri, a căror concentrație este dată de formula (3.1), duce, de asemenea, la crearea unui curent a cărui intensitate este egală cu I_{Tp} . Dacă înălțimea barierei de potențial crește pînă la valoarea $\varphi_D + |U_j|$, numărul golurilor capabili s-o mai învingă descrește pînă la valoarea

$$p_{p0} \exp \left[-\frac{\varphi_D + |U_j|}{\varphi_T} \right] = p_{n0} \exp \left(-\frac{|U_j|}{\varphi_T} \right). \quad (3.4)$$

Din relația (3.4) rezultă că în cazul cînd se aplică o deplasare de blocaj, curentul purtătorilor de sarcină majoritari, care circulă prin joncțiunea $p-n$, scade de $\exp[-(U_j/\varphi_T)]$ ori. Așadar, curentul de goluri rezultat, dat de diferența dintre curentul purtătorilor de sarcină majoritari și a purtătorilor minoritari, va fi egal cu

$$I_p = I_{Tp} \exp \left[-\frac{|U_j|}{\varphi_T} \right] - I_{Tp}.$$

În mod analog se poate obține și expresia pentru curentul electronic

$$I_n = I_{Tn} \exp \left[-\frac{|U_j|}{\varphi_T} \right] - I_{Tn}.$$

Deci curentul total care circulă printr-o joncțiune legată invers va fi dat de expresia

$$I_D = I_p + I_n = I_{TD} \left\{ \exp \left[-\frac{|U_j|}{\varphi_T} \right] - 1 \right\}. \quad (3.5)$$

Prima dintre aceste două componente,

$$I_{TD} \exp \left[-\frac{|U_j|}{\varphi_T} \right]$$

este formată din fluxul purtătorilor de sarcină majoritari, care posedă o energie suficientă pentru ca să poată învinge bariera de potențial cu înălțimea egală cu $[\varphi_D + |U_j|]$. Cea de a doua componentă este pur și simplu curentul purtătorilor minoritari.

În figura 3.7 s-a reprezentat caracteristica volt-amperică a joncțiunii $p-n$ legată invers, exprimată analitic prin formula (3.5). În cazul unei deplasări de blocare corespunzătoare lui $U_j > (3 \div 4) \varphi_T \approx (75 \div 100) \text{ mV}$, practic, fluxul purtătorilor de sarcină majoritari, încetează de a mai exista ($\exp[-(|U_j|/\varphi_T)] \ll 1$). În acest caz, prin joncțiune va circula numai curentul purtătorilor de sarcină minoritari (în figura 3.6 *e*, aceste fluxuri sînt reprezentate prin săgeți). Are loc o extracție de purtători de sarcină. Curentul electric de origine termică, de valoare mică, reprezintă un curent de scurgere sui-generis, al unei joncțiuni $p-n$ polarizate invers.

În figura 3.8, *a* este prezentat graficul distribuției concentrației purtătorilor de sarcină mobili (fără respectarea scării de reprezentare). În cazul cînd joncțiunea este legată invers, iar $|U_j| \geq (3 \div 4) \varphi_T$, concentrația purtătorilor de sarcină minoritari este, practic, egală cu zero pe frontiera joncțiunii $p-n$, dat fiind că aproape toți purtătorii de sarcină, care au ajuns la această frontieră, sînt antrenati în interiorul stratului joncțiunii, de către cîmpul electric și transferați, astfel, domeniului vecin. În aceeași figură sînt reprezentate și graficele care ilustrează trecerea curentului termic prin joncțiunea

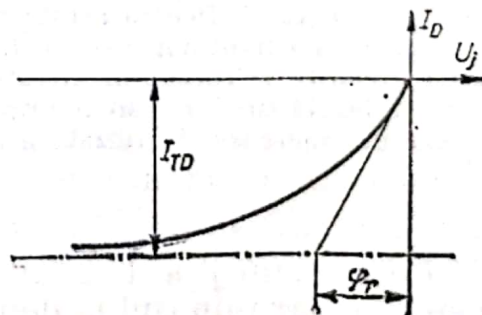


Fig. 3.7. Caracteristica voltamperică a unei joncțiuni $p-n$ în cazul unei polarizări inverse.

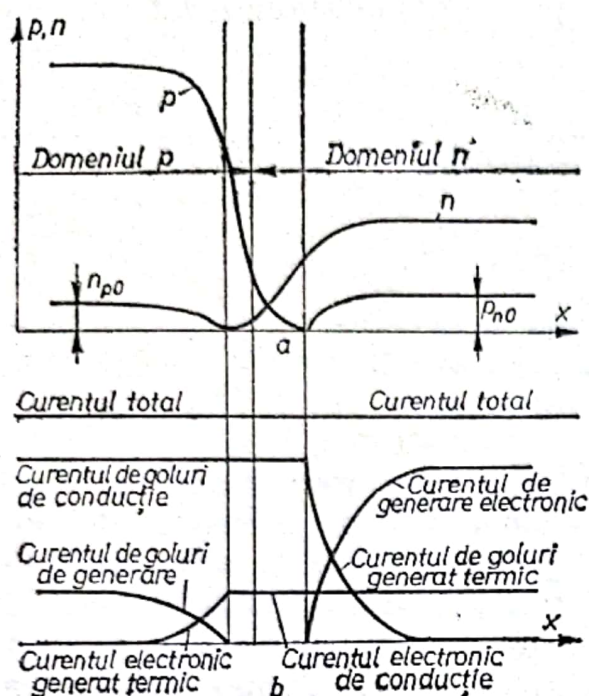


Fig. 3.8. Graficele distribuțiilor :
 a — concentrația purtătorilor de sarcină ; b — a curenților componenți dintr-o joncțiune p - n , în cazul polarizării inverse.

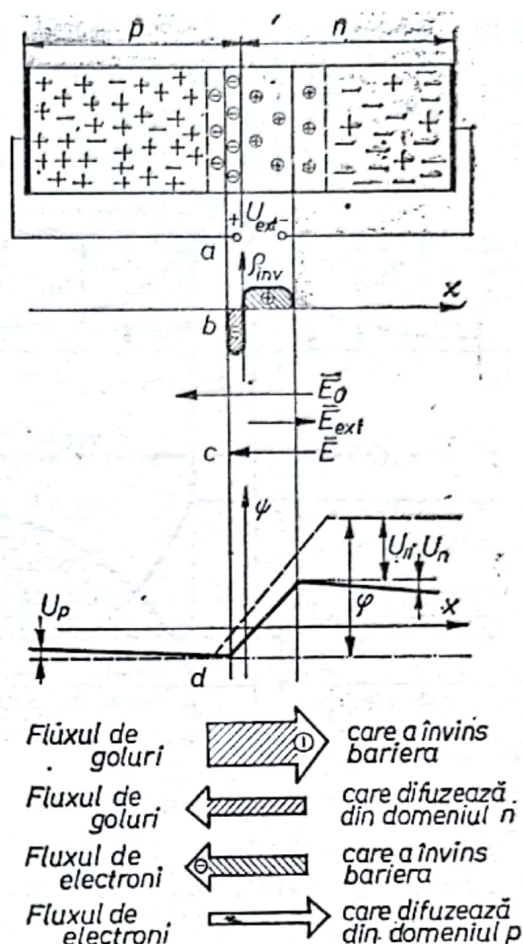
p - n . Curentul electric ce ia naștere în domeniul n fiind generat de fluxul golurilor de aici, care difuzează spre stratul joncțiunii, se continuă în domeniul p prin curentul de conducție de goluri creat sub acțiunea câmpului electric de intensitate mică. Curentul de conducție rămâne constant, pe când curentul de origine termică scade cu depărtarea de la stratul joncțiunii înspre profunzimea domeniului n , dat fiind că golurile care sînt generate la distanțe mai mari decît lungimea lor de difuzie nu mai pot ajunge pînă la această joncțiune și nu mai participă deci la formarea curentului termic. Descreșterea curentului de goluri va fi compensată de creșterea curentului electronic de generare, care ia naștere sub acțiunea câmpului electric, fiind format din electronii care apar în procesul de generare a perechilor electron-gol. Într-un mod analog poate fi imaginat și procesul circulării componentei electronice a curentului de origine termică.

Graficele reprezentate în figura 3.8, b ilustrează formarea curentului de origine termică din dispozitive de difuzie, în care fluxul purtătorilor de sarcină minoritari ajunge prin difuzie pînă la frontiera de delimitare a stratului joncțiunii. În dispozitivele drift, însă, purtătorii de sarcină minoritari se vor deplasa nu numai datorită difuziei, ci și driftului. Pentru aceste dispozitive, riguros vorbind, termenul „componentă de difuzie” a curentului este de fapt inadecvat (ar trebui să-i spunem „componentă de difuzie-drift”). Totuși, în literatura de specialitate, termenul „componentă de difuzie” s-a încetățenit și pentru dispozitivele drift, din care cauză, în cele ce urmează, această denumire va fi utilizată atît pentru dispozitivele de difuzie, cît și pentru cele drift.

Acțiunea aplicării tensiunii de deplasare de deblocare. Să aplicăm unei joncțiuni p - n tensiunea astfel încît plusul să fie legat la domeniul p , iar minusul la domeniul n (fig. 3.9, a). Acest mod de legare

Fig. 3.9. Joncțiunea electron-gol în cazul polarizării directe :

a — structura joncțiunii și schema conectării tensiunii exterioare; *b* — distribuția densității de sarcină; *c* — vectorii intensitate a câmpului; *d* — graficele potențialului electrostatic în starea de echilibru (— — — —) și în cazul polarizării directe (—); *e* — fluxurile purtătorilor de sarcină.



a joncțiunii *p-n* la sursă poartă numele de polarizare directă, iar tensiunea de polarizare aplicată se numește tensiune de deblocare.

Tensiunea exterioară, U_{ext} , se împarte între domeniul *p*, (U_p), joncțiunea propriu-zisă, U_j , și domeniul *n*, (U_n). În cazul când tensiunea exterioară, U_{ext} , este mai mică de $0,2 \div 0,3 V$, pentru dispozitivele cu germaniu, și $0,7 \div 0,8 V$, la cele cu siliciu, cea mai mare parte a căderii de tensiune se produce pe joncțiune, această situație corespunzând unor niveluri de injecție mici și mijlocii (niveluri mici și mijlocii ale curenților). În cazul nivelurilor de injecție înalte, căderea de tensiune, U_{ext} , are loc, în cea mai mare parte, pe domeniile *p* și *n*.

Cînd joncțiunea este polarizată direct, câmpul aplicat din exterior este de sens contrar câmpului stratului sărăcit, deci câmpul rezultat este mai slab decît în starea de echilibru (fig. 3.9, *c*). Regiunile limitrofe cu joncțiunea se umplu cu goluri și electroni; sarcina totală crește, pe cînd înălțimea barierei de potențial scade cu mărimea lui U_j (fig. 3.9, *d*). Acest fapt favorizează creșterea fluxului purtătorilor de sarcină majoritari, adică creșterea fluxului de goluri care înving bariera de potențial și a celui de electroni care trec din domeniul *n* în domeniul *p*. Acest proces prin care purtătorii de sarcină sînt intro-

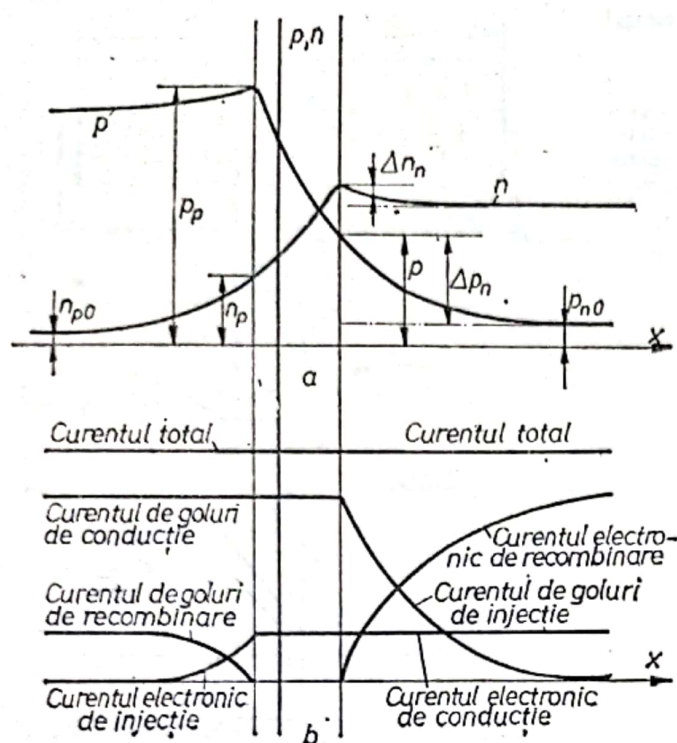


Fig. 3.10. Graficele de distribuție :

a — concentrația purtătorilor de sarcină;
b — componentele curenților dintr-o joncțiune $p-n$ în cazul polarizării directe.

duși, traversind joncțiunea $p-n$, când înălțimea barierei de potențial este diminuată, în acel domeniu al semiconductorului, în care ei reprezintă purtătorii minoritari, poartă numele de injectarea purtătorilor minoritari [3]. Injectarea golurilor în domeniul n și a electronilor în domeniul p contribuie la creșterea concentrației lor în aceste domenii (fig. 3.10, a). Odată cu îndepărtarea de la stratul joncțiunii, concentrarea purtătorilor minoritari descrește treptat, pînă la nivelul corespunzător stării de echilibru termodinamic, adică pînă la o valoare egală, respectiv, cu p_{n0} și n_{p0} .

Totodată se modifică și concentrația purtătorilor de sarcină majoritari, atît în emitor, cît și în bază, și anume, aproximativ cu aceeași mărime ca și concentrația purtătorilor de sarcină minoritari. Explicația constă în faptul că sarcina spațială neputînd să se modifice într-o măsură substanțială în aceste domenii, în virtutea principiului neutralității, va face ca creșterea prin injecție a concentrației purtătorilor de sarcină minoritari să determine o creștere și a concentrației purtătorilor de sarcină majoritari, cu aceeași mărime. În același timp însă, concentrația purtătorilor de sarcină minoritari suferă o variație, care pentru ei este substanțială, pe cînd variația concentrației ce are loc pentru purtătorii majoritari nu va mai fi atît de substanțială, în comparație cu valoarea ei din starea de echilibru. De exemplu, cînd nivelurile injecției sînt medii și chiar moderate, creșterea concentrației purtătorilor de sarcină minoritari este în general cu mult mai mare decît întreaga valoare a sa din starea de echilibru,

$$\Delta p_n \gg p_{n0} \text{ și } \Delta n_p \gg n_{p0}.$$

Creșterea concentrației purtătorilor de sarcină majoritari (în ciuda faptului că are aceeași valoare ca și în cazul precedent,

$$\Delta p_p = \Delta n_p \text{ și } \Delta n_p = \Delta p_n,$$

așa cum s-a mai spus), va fi incomparabil mai mică, față de valoarea sa în starea de echilibru, adică

$$\Delta p_n \ll p_{p0} \text{ și } \Delta n_n \ll n_{n0}.$$

Și numai în cazul când nivelurile injecției sînt ridicate, abia atunci aceste din urmă valori devin comparabile,

$$\Delta p_p \approx p_{p0}; \Delta n_n \approx n_{n0}.$$

Creșterea mărimii fluxului purtătorilor de sarcină majoritari determină o creștere a intensității curentului în sens direct. Dacă în starea de echilibru, prin trecerea golurilor din domeniul p în domeniul n , ia naștere un curent a cărui intensitate este, să zicem, I_{Tp} , atunci, prin micșorarea barierei de potențial cu mărimea lui U_j , această intensitate devine mai mare de $\exp(U_j/\varphi_T)$ ori. Într-adevăr, din numărul total de purtători de sarcină, p_p , care se găsesc pe fundul gropii de potențial, va fi capabilă să învingă bariera de potențial, de înălțime

$$\varphi_D - U_j,$$

numai fracțiunea

$$p_n = p_p \exp\left(-\frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T}\right).$$

Ținînd seama de faptul că în cazul unor niveluri de injecție moderate și mici, concentrația acestor purtători este incomparabil mai mică decît în starea de echilibru, putem considera

$$p_p \approx p_{p0}$$

și deci,

$$p_n = p_{p0} \exp\left(-\frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T}\right) = p_{n0} \exp \frac{U_j}{\varphi_T}.$$

Din această ultimă relație se vede că fluxul de goluri care trec din domeniul p în domeniul n va crește de

$$\exp\left(\frac{U_j}{\varphi_T}\right)$$

ori, ceea ce va face ca și intensitatea curentului să crească de același număr de ori (față de I_{Tp} , care este valoarea sa de echilibru). În același timp însă, fluxul purtătorilor de sarcină minoritari rămâne neschimbat, din care cauză curentul de origine termică, generat de fluxul de goluri care trec din domeniul n în domeniul p , își va păstra intensitatea I_{Tp} , neschimbată. Prin urmare, pentru deplasarea în sens direct, curentul de goluri este egal cu :

$$I_p = I_{Tp} \exp \frac{U_j}{\varphi_T} - I_{Tp}.$$

În mod analog se poate determina intensitatea curentului electronic :

$$I_n = I_{Tn} \exp \frac{U_j}{\varphi_T} - I_{Tn}.$$

Curentul total care circulă printr-o joncțiune electron-gol, căreia i se aplică o polarizare de deblocare este format din însumarea curentului de goluri și a curentului electronic, deci

$$I_D = I_p + I_n = I_{TD} \left(\exp \frac{U_j}{\varphi_T} - 1 \right).$$

Acest curent este, în general, considerabil mai mare decât curentul de origine termică care circulă prin joncțiunea căreia i se aplică o tensiune de blocare.

Distribuția curenților de-a lungul joncțiunii electron-gol este reprezentată în figura 3.10, b (făcîndu-se abstracție de curenții de origine termică, ce au fost examinați mai înainte). Fluxul purtătorilor majoritari, de pildă fluxul golurilor, creează în domeniul p curentul de conducție. Acesta va fi un curent de drift ; în exteriorul stratului joncțiunii, apare totuși un cîmp electric, care, determinînd o mișcare orientată a purtătorilor de sarcină, va da naștere unui curent cu intensitatea

$$I_{p \text{ drift}} = E \mu_p e p_p S_j$$

Acest cîmp este destul de slab, astfel încît curenții ce iau naștere sub acțiunea sa ating intensități considerabile numai în cazul purtătorilor de sarcină majoritari, care au o concentrație foarte mare (componenta de drift a purtătorilor minoritari poate fi, pur și simplu, neglijată).

Golurile care au trecut în domeniul n , unde sînt purtătorii de sarcină minoritari, vor crea curenul de injecție. Acest curen rezultă din difuzia purtătorilor de sarcină minoritari: fluxul de goluri provenit din domeniul p determină creșterea concentrației lor în domeniul n și, drept consecință, apariția saltului de concentrație, care contribuie, la rîndul său, la realizarea difuziei orientate a golurilor și deci la formarea curenului.

Pe măsură ce ne îndepărtăm de stratul de joncțiune, curenul de injecție se va micșora, deoarece, datorită recombinației, se micșorează saltul concentrației. Această descreștere a curenului de injecție este compensată însă prin creșterea curenului electronic de recombinație. Acesta este un curen de purtători de sarcină majoritari.

Exact la fel ia naștere curenul electronic de conductibilitate din domeniul n , care în domeniul p va determina apariția curenului de injecție electronic și care se continuă prin curenul de recombinație, de goluri (v. fig. 3.10, b).

De-a lungul joncțiunii electron-gol componentele curenului suferă diferite variații. Intensitatea curenului total rămîne însă constantă, astfel că este nimerit să-l exprimăm ca sumă a curenților purtătorilor de sarcină minoritari, chiar nemijlocit pe frontierele stratului de joncțiune:

$$I_D = I_p + I_n = I_{Tp} \left(\exp \frac{U_j}{\varphi_T} - 1 \right) + I_{Tn} \left(\exp \frac{U_j}{\varphi_T} - 1 \right).$$

Aceasta face ca, de obicei, să se calculeze numai intensitatea curenților de sarcină minoritari, examinîndu-se în mod corespunzător distribuția concentrației sau a densității de sarcină, a purtătorilor minoritari, adică a golurilor în domeniul n și a electronilor în domeniul p (fig. 3.11). Calculul intensității fluxurilor purtătorilor de sarcină majoritari este legat nemijlocit și obligatoriu de determinarea inten-

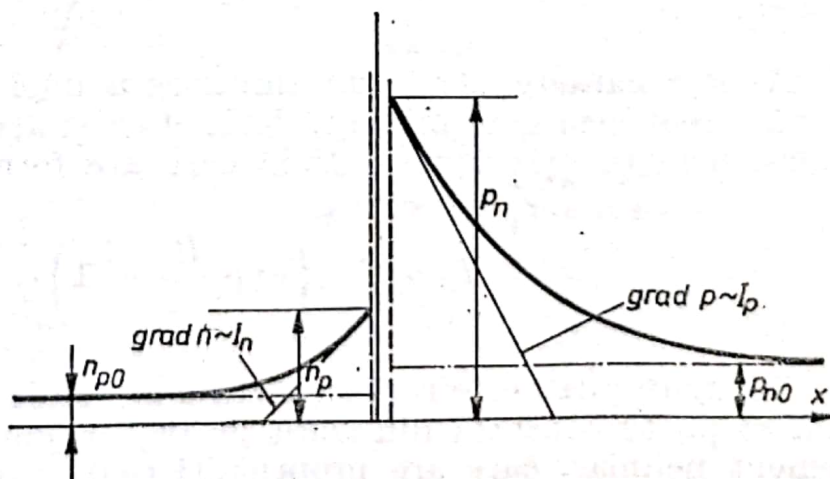


Fig. 3.11. Graficele distribuției concentrației purtătorilor minoritari în emitor și în baza unei joncțiuni p - n .

sitații cîmpurilor electrice care iau naștere sub acțiunea surselor de alimentare exterioare, în interiorul dispozitivului respectiv. Rezolvarea acestei probleme implică calcule foarte laborioase. Pe de altă parte, evaluarea fluxului purtătorilor de sarcină minoritari poate fi obținută, de regulă, fie făcînd abstracție pur și simplu de influența cîmpurilor exterioare, în general, fie evaluînd influența lor, numai aproximativ.

În dispozitivele de difuzie, adică în dispozitivele ce nu posedă cîmp intern în bază atunci cînd nivelurile injectiei sînt mici și moderate, precumpănesc curenții de difuzie, intensitățile lor putînd fi calculate prin determinarea gradientilor densității de sarcină a purtătorilor minoritari de pe frontierele de delimitare a joncțiunii. În dispozitivele de drift, devin predominanți curenții de drift ai purtătorilor de sarcină minoritari; intensitățile acestor curenți sînt determinate, în primul rînd, de intensitatea cîmpului intern din bază. Numai în cazul unor niveluri de injecție foarte ridicate, sîntem nevoiți să ținem cont și de influența cîmpurilor exterioare.

În cea mai mare majoritate a cazurilor, va fi suficient să se determine intensitatea curentului purtătorilor de sarcină minoritari din bază, dat fiind că curentul purtătorilor de sarcină minoritari, în domeniul emitorului este, în general, cu cîteva ordine de mărime mai slab. Numai în acele cazuri, cînd se cere determinarea raportului intensităților componentelor acestor curenți (ca de exemplu, în cazul determinării eficienței unui emitor, vezi §5.2), interesează și componenta curentului din domeniul emitorului.

Trebuie menționat faptul că componentele curentului de injecție sînt determinate de parametrii domeniului în care purtătorii de sarcină respectivi sînt minoritari. De prima dată, aceasta pare paradoxal din punct de vedere fizic, dat fiind că la aplicarea unei tensiuni de deblocare de sursă de purtători de sarcină o constituie domeniul în care concentrația purtătorilor de sarcină de tipul dat este mai mare. Astfel, de exemplu, curentul I_p este format din fluxul gurilor provenite din domeniul p , în timp ce intensitatea lui este determinată de concentrația gurilor din domeniul n . Explicația acestei contradicții aparente constă în faptul că efectul influenței domeniului cu concentrație mare a purtătorilor de sarcină se exprimă prin înălțimea barierei de potențial ($\varphi_D - U_j$).

Așadar, caracteristica volt-amperică a unei joncțiuni $p-n$ ideale legată direct este determinată, de altfel ca și atunci cînd este legată invers, prin funcția exponențială care are forma :

$$I_D = I_{TD} \left(\exp \frac{U_j}{\varphi_T} - 1 \right). \quad (3.6)$$

În figura 3.12 este reprezentată o astfel de caracteristică. După cum se poate constata din acest grafic, o joncțiune $p-n$ este un element neliniar, care are proprietăți redresoare : cînd se aplică o

tensiune de deplasare, de blocare, intensitatea curentului va fi mult mai mică decât atunci cînd este polarizată direct.

Este necesar să subliniem faptul că relația (3.6) prin care se exprimă analitic caracteristica volt-amperică a joncțiunii ideale este corectă numai pentru cazul unor niveluri de injecție mici sau mijlocii. Particularitățile joncțiunii electron-gol, pentru cazul în care nivelurile injecției sînt ridicate, sînt examinate în § 3.5.

3.3. CURENȚII DE GENERARE ȘI DE RECOMBINARE DIN STRATUL DE TRECERE

Examinînd caracteristica volt-amperică a unei joncțiuni electron-gol ideale, am considerat că fluxurile purtătorilor de sarcină se păstrează constante în timpul traversării stratului joncțiunii de către purtătorii de sarcină și am presupus, plecînd de la aceasta, că nici intensitatea curenților nu variază în interiorul acestui strat. În realitate însă, are loc, la fel ca și în domeniile p și n , atît generarea, cît și recombinarea acestor purtători de sarcină [24] și, prin urmare, și o variație a densității fluxurilor lor. Totodată vor lua naștere curenții corespunzători de generare și de recombinare, al căror efect este esențial într-o întreagă serie de cazuri, în special pentru dispozitivele fabricate din siliciu.

În cadrul stratului joncțiunii, generarea și recombinarea se produc mai ales prin intermediul capcanelor de recombinare (fig. 3.13). Atît electronii, cît și golurile, ce iau naștere prin generare, sînt extrași datorită acțiunii cîmpului electric, în exteriorul stratului de joncțiune. Și anume, electronii sînt antrenați către domeniul n , iar golurile către domeniul p , dînd naștere astfel, la rîndul lor, la o componentă suplimentară a curentului de origine termică, căreia i s-a dat numele de *componentă de generare*.

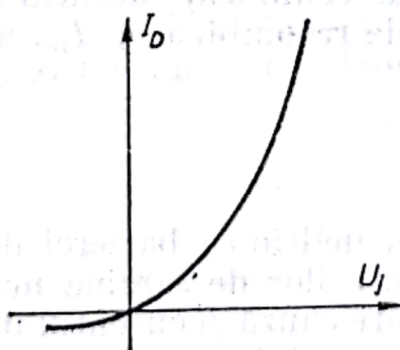


Fig. 3.12. Caracteristica volt-amperică a joncțiunii $p-n$ ideale.

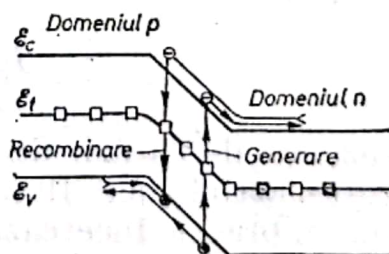


Fig. 3.13. Diagrama care ilustrează apariția curenților de generare și recombinare din stratul de trecere.

În starea de echilibru termodinamic, componenta de generare a curentului de origine termică este compensată de curentul format datorită recombinației purtătorilor de sarcină în stratul de joncțiune. O anumită parte dintre purtătorii de sarcină care ajung în stratul joncțiunii spre a-l traversa sînt capturați de capcanele de recombinare, dînd naștere, astfel, curentului de recombinare (fig. 3.13).

Vom trece acum să determinăm intensitatea componentei de generare a curentului de origine termică în cazul stării de echilibru termodinamic. Această componentă a curentului este formată din purtătorii de sarcină ce iau naștere în unitatea de timp, în stratul de joncțiune :

$$I_{g0} = \frac{Q_{g0}}{\tau_{acr}}, \quad (3.7)$$

unde

$$Q_{g0} = e \int_{v_j} \frac{n_i^2}{n_0 + p_0} dv$$

este sarcina purtătorilor de sarcină mobili din stratul de joncțiune, al cărui volum este v_j , n_0 și p_0 sînt concentrațiile electronilor și a golurilor, în starea de echilibru, iar

$$\tau_{acr} = \frac{\int_{v_j} \frac{n_i^2}{n_0 + p_0} dv}{\int_{v_j} \frac{n_i^2}{\tau_0(n_0 + p_0)} dv} \quad (3.8)$$

este constanta de acumulare din stratul joncțiunii, în care τ_0 este timpul de viață al purtătorilor de sarcină în starea de echilibru și care se exprimă prin formula (2.30).

Așa cum s-a mai spus, în starea de echilibru, curentul de generare, I_{g0} , este compensat de curentul de recombinare, I_{r0} , care are exact aceeași intensitate :

$$I_{r0} = I_{g0}.$$

În prezența deplasării de blocare, înălțimea barierei de potențial va crește, astfel încît fluxul purtătorilor de sarcină majoritari, prin joncțiune, practic încetează, din care cauză și curentul de recombinare dispare. În același timp însă, curentul de generare, din contra, va crește, dat fiind că stratul joncțiunii se dilată, cu alte cuvinte, domeniul în care tocmai se produce generarea purtătorilor de sarcină, se mărește. Se poate considera, drept o primă aproximație, că atunci

cînd crește tensiunea de deplasare de blocare, intensitatea componentei de generare a curentului de origine termică crește de același număr de ori, de cîte ori se mărește lățimea stratului de joncțiune, adică se va obține

$$I_g = I_{g0} \frac{W_j}{W_{j0}}, \quad (3.9)$$

W_j și W_{j0} fiind lățimile stratului de trecere în starea de echilibru și, respectiv, de neechilibru.

Prin urmare, spre deosebire de componenta de difuzie a curentului de origine termică, componenta de generare depinde de valoarea tensiunii, U_j , aplicată joncțiunii.

În cazul cînd tensiunea de deplasare este de deblocare, din cauză că se produce, de data aceasta, o îngustare a domeniului joncțiunii, curentul de generare scade, în schimb crește curentul de recombinare, deoarece crește substanțial fluxul purtătorilor de sarcină majoritari ce traversează joncțiunea și crește deci probabilitatea de capturare a acestora de către capcanele de recombinare.

În figura 3.14 sînt reprezentate curbele distribuției curentului care ilustrează efectul recombinării, în cadrul stratului de joncțiune, asupra intensității curentului de goluri al injectiei (graficele trasate cu linie continuă reprezintă curenții, atunci cînd se ia în considerație recombinarea, pe cînd curbele desenate cu linii întrerupte — cînd nu ar exista recombinarea). Din aceste grafice rezultă că capturarea purtătorilor de sarcină de către capcanele din interiorul stratului joncțiunii provoacă o creștere a curentului electronic de recombinare din bază și, corespunzător cu aceasta, o micșorare a curentului de goluri datorită injectiei. Prin urmare, curentul în bază al purtătorilor majoritari crește, în timp ce curentul purtătorilor minoritari scade, aceasta determinînd o scădere a eficacității emitorului (vezi § 5.2).

Vom determina acum intensitatea curentului de recombinare, atunci cînd tensiunea de deplasare este de deblocare. Dacă lățimea

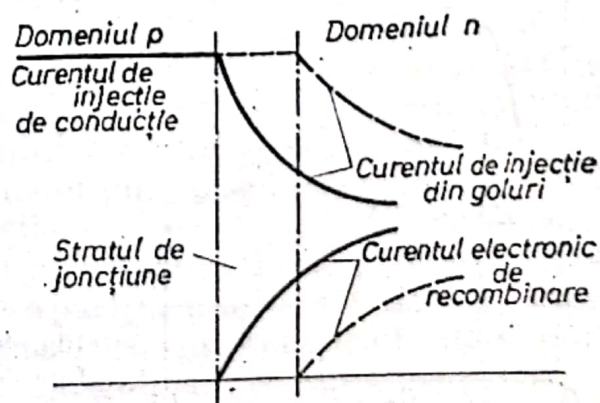


Fig. 3.14. Graficele ce ilustrează influența recombinării din joncțiune asupra intensității curentului de injectie de goluri.

joncțiunii ar rămâne constantă, curentul de recombinare ar crește față de valoarea sa din starea de echilibru, și anume, de același număr de ori, de câte ori se mărește fluxul purtătorilor de sarcină majoritari, adică exact de $\exp(U_j/\varphi_T)$ ori, ajungînd deci la o mărime egală cu $I_{r0} \exp(U_j/\varphi_T)$. În realitate însă, după cum am văzut, joncțiunea se îngustează odată cu creșterea tensiunii de deplasare directă, astfel încît curentul de recombinare va crește într-o măsură mult mai mică: $I_r < I_{r0} \exp(U_j/\varphi_T)$. Această micșorare a pantei graficului de creștere a curentului de recombinare se obișnuiește să se exprime printr-un coeficient, m_r , introdus în exponentul funcției exponențiale, dacă expresia pentru I_r se exprimă sub forma:

$$I_r = I_{r0} \exp \frac{U_j}{m_r \varphi_T}.$$

Valoarea coeficientului m_r depinde atît de tensiunea ce se aplică joncțiunii, cît și de înălțimea, φ_D , a barierei de potențial [24, 25]. Graficele ce reprezintă funcția

$$m_r = F\left(\frac{U_j}{\varphi_D}\right),$$

pentru trei valori diferite ale lui φ_D , sînt reprezentate în figura 3.15.

Întrucît coeficientul $m_r > 1$, rezultă că odată cu creșterea tensiunii de deblocare, partea ce reprezintă curentul de recombinare din joncțiune descrește, în comparație cu intensitatea curentului de injecție [curentul de injecție crește, într-o primă aproximație, proporțional cu mărimea $\exp(U_j/\varphi_T)$, pe cînd curentul de recombinare crește într-o măsură mult mai mică, din cauza îngustării joncțiunii].

În concluzie, curentul de recombinare-generare, care ia naștere în cadrul unui strat de joncțiune, poate fi calculat după formula

$$I_{rg} = I_r - I_g = I_{r0} \exp \frac{U_j}{m_r \varphi_T} - I_{g0} \frac{W_j}{W_{j0}}. \quad (3.10)$$

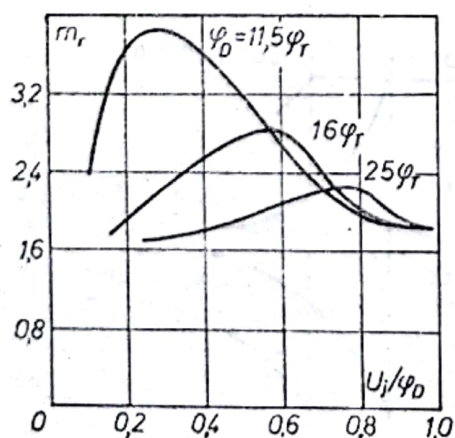


Fig. 3.15. Graficele variației coeficientului m_r în funcție de tensiunea aplicată pe joncțiune, pentru diferite valori ale lui φ_D .

Întrucît în cazul unei tensiuni de deplasare de deblocare, curentul de generare este, de regulă, substanțial mai mic decît curentul de recombinare :

$$I_{g0} \frac{W_j}{W_{j0}} \ll I_{r0} \exp \frac{U_j}{m_r \varphi_T},$$

rezultă atunci că formula (3.10) poate fi înlocuită printr-o expresie, ce-i drept aproximativă, însă incomparabil mai comodă pentru calcule, de forma :

$$I_{rg} \approx I_{r0} \left(\exp \frac{U_j}{m_r \varphi_T} - 1 \right). \quad (3.11)$$

3.4. CURENȚII DE SCURGERE ȘI CURENȚII DE CANAL

Curentul total printr-o joncțiune $p-n$ include în el și curenții de scurgere I_{sc} , cît și curenții de canal I_c , care își au originea în fenomenele de la suprafață. Efectul produs de aceste fenomene asupra caracteristicii volt-amperice a dispozitivelor semiconductoare este examinat în amănunțime în capitolul 8 al lucrării [26], care sintetizează cele mai importante rezultate ale cercetărilor fundamentale efectuate pînă acum în acest domeniu.

Curentul de scurgere se formează pe suprafața stratului joncțiunii și depinde de starea acesteia. Efectul acestui curent asupra proprietăților de redresare și amplificare ale dispozitivelor semiconductoare este negativ, contribuind la înrăutățirea stabilității caracteristicii parametrilor acestora. În procesul de fabricare a dispozitivelor semiconductoare se urmărește diminuarea pînă la valori neglijabile a intensităților curenților de scurgere, printr-o tratare specială a suprafeței lor.

O influență mai substanțială asupra funcționării joncțiunii $p-n$ o prezintă curenții de canal [26]. Aceștia iau naștere astfel. În vecinătatea suprafeței de delimitare a cristalului se produce curbarea zonelor energetice, ca o consecință a existenței nivelurilor energetice de la suprafață, curbare care determină apariția stratului de inversiune (vezi § 2.4). În figura 3.16 este ilustrată apariția unui strat îmbogățit cu electroni în domeniul p . S-ar părea, la prima vedere, că acest strat trebuie să fie un domeniu cu conducție de goluri, dat fiind că în el sînt prezente impuritățile acceptoare avînd aceeași concentrație ca și în restul domeniului p . Totodată însă, prezența unui mare număr de electroni determină apariția unui strat îngust avînd conductibilitatea de natură inversă, care, împreună cu domeniul vecin p , constituie o joncțiune electroni-goluri.

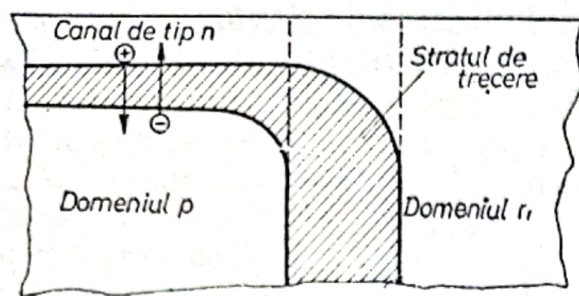


Fig. 3.16. Formarea canalului cu conductibilitate electrică electronică, într-un domeniu p .

Asemenea straturi de inversiune, care iau naștere în vecinătatea imediată a suprafeței, poartă numele de canale, iar curenții care circulă printr-o joncțiune formată în acest mod, între stratul de inversiune și domeniul vecin, sînt numiți curenți de canal. De obicei, lățimea canalului nu depășește sutimi de micron. Configurația însă, propriu-zisă a canalului, va depinde de starea suprafeței. (În figura 3.16 stratul joncțiunii este hașurat, iar limitele joncțiunii p - n , corespunzătoare absenței canalului, sînt reprezentate prin dreptele care au fost trasate prin linii întrerupte.)

Aceasta înseamnă că prin formarea canalelor, suprafața joncțiunii p - n crește, fapt care determină, la rîndul său, o creștere a intensității curentului invers care circulă prin această joncțiune în cazul polarizării inverse. Într-adevăr, de pildă, în canalul de conductibilitate n (fig. 3.16) sînt generate golurile care trec în domeniul p , fără a întîmpina nici un fel de restricții, făcînd astfel ca curentul generat termic, care circulă prin joncțiune, să crească.

În cazul cînd însă tensiunea de polarizare aplicată joncțiunii p - n , formată între canal și regiunea vecină lui, este tensiunea de deblocare, vor fi injectate sarcini, aceasta ducînd la creșterea curentului direct, dar nu în aceeași măsură cu cel invers. Odată cu creșterea tensiunii de polarizare directă, partea pe care o reprezintă curentul de canal scade, întrucît curentul de injecție, prin difuzie, crește proporțional cu $\exp(U_j/\varphi_T)$ [(vezi expresia (3.6)], pe cînd curentul de injecție prin canal crește într-o măsură mai mică și anume, de $\exp[U_j/(m_c \varphi_T)]$ ori (unde coeficientul $m_c > 1$). Aceasta se explică prin distribuția neuniformă a căderii de tensiune aplicată joncțiunii p - n , de-a lungul canalului, între stratul de inversiune și regiunea vecină: porțiunile acestei joncțiuni, care se află în apropierea stratului joncțiunii principale¹, vor fi deplasate cam cu aceeași tensiune U_j , ca și cea principală, în timp ce mai departe de joncțiunea p - n , principală, tensiunea de deplasare a joncțiunii de canal va fi mult mai mică decît tensiunea U_j .

Canalul lucrează ca o joncțiune p - n obișnuită. Curentul de injecție din canal va fi legat de tensiune printr-o funcție tot expo-

¹ Vom numi joncțiune principală, joncțiunea p - n dintre domeniile p și n , pentru a o deosebi de joncțiunea p - n , care ia naștere între canal și regiunea vecină cu acesta.

nențială. În acest caz, exponentul funcției exponențiale va fi determinat de tensiunea aplicată joncțiunii imediat vecine canalului. Deoarece această tensiune constituie numai o parte din întreaga tensiune de deplasare, U_j , rezultă că și intensitatea curentului din canal va crește numai într-o măsură mai mică, față de curentul de injecție care circulă prin joncțiunea principală. Rezultă deci că, de data aceasta, caracteristica volt-amperică a curentului de canal se va exprima prin expresia aproximativă

$$I_c \approx I_{c0} \left(\exp \frac{U_j}{m_c \phi_T} - 1 \right), \quad (3.12)$$

în care I_{c0} este curentul generat termic, iar m_c reprezintă un coeficient empiric, introdus pentru a evalua neuniformitatea distribuției tensiunii de-a lungul canalului. Acest coeficient depinde de valoarea tensiunii aplicate canalului, dat fiind că, odată cu variația tensiunii, variază și gradul de neuniformitate a distribuției tensiunii, de-a lungul canalului.

În concluzie, apariția canalelor provoacă o creștere a curentului generat termic al joncțiunii electron-gol, fapt ce determină o înrăutățire a calităților redresoare ale dispozitivului semiconductor, datorită creșterii intensității curentului invers, care va circula prin joncțiune, în cazul polarizării inverse a acesteia. Atunci când joncțiunea este legată direct, curenții de canal contribuie la creșterea fluxului de purtători majoritari prin baza tranzistorilor, ceea ce provoacă o diminuare a eficienței emitorului și, în consecință, o scădere a factorului de amplificare a puterii (v. § 4.2).

3.5. CARACTERISTICA VOLT-AMPERICĂ A UNEI JONCȚIUNI ELECTRON-GOL REALE

Caracteristica volt-amperică a joncțiunii electron-gol reale exprimă dependența curentului care trece prin joncțiune față de tensiunea aplicată contactelor emitorului și bazei. Această caracteristică va fi diferită de caracteristica corespunzătoare unei joncțiuni ideale $p-n$, în primul rând datorită faptului că tensiunea aplicată contactelor de ieșire include în ea și tensiunile aplicate domeniilor p și n , fiind deci diferită de tensiunea propriu-zisă, U_j . În afară de aceasta, intensitatea curentului total care trece printr-o joncțiune reală este constituită dintr-o serie de componente :

$$I = I_D + I_{rg} + I_c + I_{sc}, \quad (3.13)$$

spre deosebire de cazul joncțiunii ideale, unde există o singură componentă, dată de expresia (3.6).

În funcție de nivelul deplasării, căderea de tensiune pe volumul semiconductorului și, de asemenea, influența relativă a diferitelor componente ale curenților se manifestă într-o măsură diferită. Din această cauză este logic ca diferitele regiuni ale caracteristicii volt-amperice să fie examinate în mod separat.

Caracteristica volt-amperică în cazul polarizării inverse.

Curentul invers și dependența sa de temperatură

Să examinăm componentele curentului și caracteristica volt-amperică a unei joncțiuni $p-n$ (fig. 3.17) pentru cazul în care tensiunea de polarizare inversă variază de la valoarea zero la valoarea tensiunii de străpungere, U_{str} ¹.

La legarea inversă, curentul I_D al joncțiunii ideale începe mai întâi să crească simțitor (din cauza micșorării fluxului purtătorilor majoritari, care în starea de echilibru compensează curentul de origine termică), iar la tensiuni care depășesc în valoare absolută mărimea de $(3 \div 4) \varphi_T$, ceea ce reprezintă circa $(75 \div 100) \text{ mV}$, intensitatea curentului invers încetează, practic, să se mai schimbe, stabilindu-se la un nivel egal cu acela al componentei de difuzie a curentului generat termic:

$$I_{TD} = I_{Tp} + I_{Tn}.$$

Aceasta face ca curentul care circulă printr-o joncțiune ideală, când tensiunea de polarizare de blocare depășește $(75 \div 100) \text{ mV}$, să fie denumit, uneori, curent de saturație.

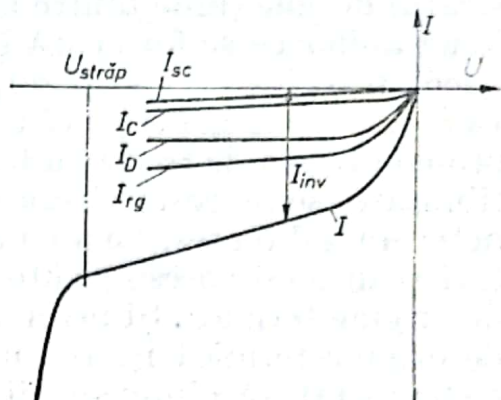
Când se aplică o tensiune de polarizare inversă unei joncțiuni electron-gol reală, intensitatea curentului care circulă prin ea este relativ mică, deci căderea de tensiune din volumele domeniilor p și n poate fi neglijată și să se considere prin urmare că tensiunea aplicată stratului joncțiunii, U_j , este chiar egală, practic, cu întreaga tensiune exterioară, U . Caracteristica volt-amperică reală se deosebește de cea ideală, mai ales datorită curenților de generare și de recombinare din stratul de trecere, datorită curenților de canal și curenților de scurgere.

Atunci când tensiunile de polarizare inversă sînt mici,

$$U < (3 \div 4) \varphi_T,$$

¹ Cauzele care determină creșterea bruscă a intensității curentului, atunci cînd tensiunea de polarizare depășește valoarea absolută a lui U_{str} , vor fi analizate mai departe.

Fig. 3.17. Componentele curentului și curentul invers total în cazul polarizării inverse.



intensitatea curentului global prin joncțiune, I , suferă o variație rapidă (fig. 3.17) determinată, mai ales, de creșterea curentului de difuzie

$$I_D = I_{TD} \left(\exp \frac{U_j}{\varphi_T} - 1 \right)$$

și de creșterea curentului de recombinare-generare (prin diminuarea curentului de recombinare, care, în starea de echilibru, compensează curentul de generare). Când deplasarea devine mai mare de $(3 \div 4)\varphi_T$, curentul total din joncțiune continuă să crească pe seama creșterii unora dintre componentele sale. Și anume, curentul total este egal cu

$$I_{inv} \approx - \left(I_{TD} + I_{s0} \frac{W_j}{W_{j0}} + I_{c0} \frac{l_c}{l_{c0}} + I_{sc} \right). \quad (3.14)$$

Acest curent este denumit, de obicei, *curentul invers al joncțiunii electron-gol*. După cum rezultă din expresia sa, (3.14), curentul invers crește cu creșterea tensiunii de polarizare inversă, din cauza creșterii intensității curentului de generare (datorită faptului că lățimea stratului joncțiunii crește) și, de asemenea, intensitatea curentului canal (din cauza creșterii intensității câmpului pe suprafața cristalului). Rezultă deci că nu se constată o saturare a curentului invers, ceea ce face ca denumirea ce i se dă uneori, în literatura de specialitate, de curent „de saturație” să nu fie corectă.

Relația dintre diferitele componente ale curentului invers depinde de temperatura cristalului, de lățimea zonei interzise, cât și de dispunerea nivelurilor energetice ale capcanelor de recombinare.

Să studiem variația, în funcție de temperatură, a intensității diferitelor componente ale curentului invers. Curenții de origine termică sînt formați de fluxurile de purtători de sarcină minoritari, care sînt generați în diferite părți ale cristalului: în domeniile p și n , în

stratul de joncțiune dintre aceste domenii, în canalele și în straturile joncțiunilor ce se formează între straturile de inversiune și domeniile imediat vecine cu ele (p sau n). Când temperatura cristalului crește, va crește și energia termică a electronilor, ceea ce face să crească și probabilitatea de trecere a lor, din zona de valență în zona de conductibilitate (se mărește viteza generării perechilor electron-gol), aceasta determinând o creștere a concentrației purtătorilor de sarcină minoritari și în mod corespunzător a fluxurilor lor, care formează curenții de origine termică. Și invers, odată cu scăderea temperaturii, curenții de origine termică își vor micșora intensitatea lor. Dependența față de temperatură a intensității curenților generați termic se poate exprima folosind următoarea formulă [1]:

$$I_T = I_{cr} \exp \left(-\frac{\Delta\mathcal{E}}{\varphi_T} \right), \quad (3.15)$$

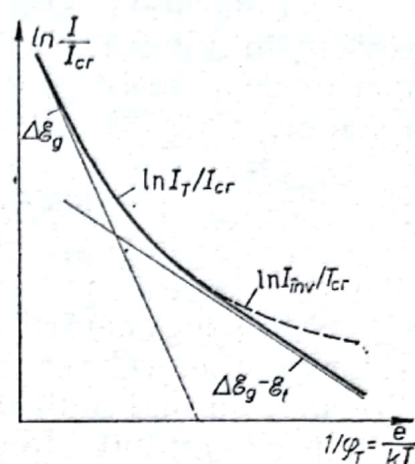
în care I_{cr} este o mărime care are dimensiunile unei intensități de curent și care este determinată de proprietățile cristalului semiconductor, iar $\Delta\mathcal{E}$ este energia necesară pentru generarea de perechi electron-gol.

Variația lui I_T ca funcție de temperatură este determinată, în fond, de termenul $\exp \left(-\frac{\Delta\mathcal{E}}{\varphi_T} \right)$ care definește, conform statisticii Maxwell-Boltzmann, probabilitatea de trecere a electronului din zona de valență în zona de conductibilitate, când energia termică medie a cristalului este $\varphi_T = \frac{kT}{e}$ (de fapt, riguros vorbind, și mărimea lui I_{cr} depinde de temperatură, însă această dependență se manifestă destul de slab).

Din formula (3.15) rezultă că mărimea variației intensității curenților de origine termică, ca funcție de temperatură, depinde și de energia $\Delta\mathcal{E}$, deci și de modul în care are loc generarea. Partea curenților de origine termică, care ia naștere ca consecință a generării directe, variază într-o măsură mai mare decât acea parte care se datorește generării prin intermediul capcanelor de recombinare. Aceasta se explică prin faptul că generarea directă necesită o energie $\Delta\mathcal{E}$ mai mare, egală cu lărgimea zonei interzise, $\Delta\mathcal{E} = \Delta\mathcal{E}_g$. Când generarea are loc în trepte, energia necesară generării va fi mai mică față de $\Delta\mathcal{E}_g$, cu mărimea lui $\mathcal{E}_i$, care corespunde nivelului capcanei de recombinare, fiind deci egală în acest caz cu:

$$\Delta\mathcal{E} = \Delta\mathcal{E}_g - \mathcal{E}_i.$$

Fig. 3.18. Graficele semilogaritmice ale dependenței curenților de origine termică față de temperatură.



În figura 3.18 este reprezentată, sub formă de grafic, dependența intensității curenților de origine termică în funcție de temperatură, pusă sub forma :

$$\ln \frac{I_T}{I_{cr}} = F \left(\frac{1}{\varphi_T} \right).$$

Este de remarcat faptul că panta curbei $\ln(I_T/I_{cr})$ este determinată de valoarea lui $\Delta\epsilon$: cu cât $\Delta\epsilon$ este mai mare, cu atât creșterea curbei este mai rapidă. În figura 3.18 au fost trasate, de asemenea, dreptele care au pantele egale cu $\Delta\epsilon$ și, respectiv, $\Delta\epsilon_g - \epsilon_i$, care exprimă dependența de temperatură a curenților de origine termică, pentru cazul cînd generarea are loc direct și, respectiv, cînd aceasta se produce în trepte. Din grafic se poate vedea că, cu creșterea temperaturii, variază mai puternic partea din curentul generat termic, care își are originea în procesul generării realizate direct. Odată cu creșterea temperaturii, curentul de origine termică, determinat de generarea directă, începe să devină mai mare decît curentul de origine termică, datorită generării în trepte, astfel încît, la temperaturi relativ mari, încep să predomine curenții de origine termică ce iau naștere datorită generării directe a purtătorilor de sarcină. În domeniul temperaturilor medii predomină curenții de origine termică, care se datoresc generării în trepte. În fine, la temperaturi relativ joase, rolul predominant îl au curenții de scurgere (în figura 3.18, efectul curenților de scurgere este reprezentat prin linia întreruptă). Acești curenți depind și ei de temperatură, dar într-o măsură mai mică decît curenții de origine termică.

Generarea în trepte a purtătorilor de sarcină este mai intensă decît generarea directă în straturile de joncțiune, în care concentrația purtătorilor de sarcină mobili este, de regulă, nu prea mare. În domeniile p și n generarea în trepte este puțin probabilă, deoarece capcanele de recombinare sînt completate, în general, cu purtători de

sarcină minoritari. Din această cauză, curenții de origine termică proveniți din generarea în trepte iau naștere mai ales în straturile de joncțiune, inclusiv joncțiunile care se formează datorită existenței canalelor.

În dispozitivele cu germaniu, la temperatura camerei, cât și la temperaturile ridicate, predomină curenții de origine termică care își au originea în generarea directă. Lărgimea zonei interzise din cristalele de germaniu nu este prea mare ($\Delta\mathcal{E}_g \approx 0,7 \text{ V}$), din care cauză, probabilitatea generării directe este mult mai mare în cazul dispozitivelor cu siliciu. Curenții proveniți din generarea în trepte reprezintă, de regulă, nu mai mult de 10–15% din curentul total de origine termică, predominând numai la temperaturi relativ coborâte.

În dispozitivele cu siliciu, lărgimea zonei interzise este relativ mare ($\Delta\mathcal{E}_g \approx 1,6 \text{ V}$), din care cauză, la temperatura camerei, probabilitatea generării directe este relativ scăzută. Curenții de origine termică proveniți din acest gen de generare sînt complet insignifianți: în mod curent, nu depășesc sutimi, sau chiar miimi din intensitatea curenților de origine termică, care își au originea în generarea în trepte. La temperaturi însă de ordinul lui $(100 \div 120)^\circ\text{C}$, componentele despre care este vorba, ale curenților de origine termică, devin comparabile ca mărime între ele.

Dependența de temperatură a curentului total de origine termică este exprimată tot prin relația (3.15), în care însă mărimea lui $\Delta\mathcal{E}$ variază cu temperatura. Pentru dispozitivele cu germaniu, se poate considera că în intervalul de temperaturi $0 < T < T_{cr} \approx 90^\circ\text{C}$, avem $\Delta\mathcal{E} = \Delta\mathcal{E}_g$ și se poate folosi expresia aproximativă

$$(I_T)_{T_1} \approx (I_T)_{T_2} \exp [0,08(T_1 - T_2)], \quad (3.16)$$

care s-a obținut din (3.15) în care s-a înlocuit $\Delta\mathcal{E} \approx 0,5 \text{ V}$, iar valoarea medie a lui $T_{\phi_T} \approx 9 \text{ V} \cdot \text{grad}$. Din relația (3.16) rezultă că pentru o variație a temperaturii joncțiunii cu 10°C , curentul generat termic al unui dispozitiv cu germaniu variază de aproape două ori.

Pentru dispozitivele cu siliciu se poate considera că $\Delta\mathcal{E} = \Delta\mathcal{E}_g$, numai pentru temperaturi $T > (120 \div 140)^\circ\text{C}$. La temperaturi mai mici, trebuie luată valoarea medie a lui $\Delta\mathcal{E}$, care se determină din panta graficului lui $\ln(I_T/I_{cr})$ ca funcție de $1/\phi_T$.

Străpungerea joncțiunii $p-n$

Cînd tensiunea aplicată unei joncțiunii $p-n$ polarizată invers este destul de mare, se constată o creștere bruscă a curentului invers (vezi fig. 3.17) și are loc străpungerea joncțiunii electron-gol [27, 28].

Se pot distinge două feluri de străpungeri : străpungerile electrice provocate prin aplicarea câmpului electric stratului de joncțiune și străpungerile termice datorate supraîncălzirii joncțiunii.

Străpungerile electrice. Există trei feluri de străpungeri electrice : de avalanșă, de tunel și de suprafață.

Străpungerea de avalanșă (străpungerea Townsend) a unei joncțiuni $p-n$ este provocată de ionizarea prin șoc : electronii ce traversează stratul joncțiunii sînt accelerați de câmpul electric din cadrul acesteia, astfel că, în cazul cînd tensiunile depășesc o anumită valoare critică, ei capătă o energie cinetică a cărei valoare să fie suficientă pentru ca ciocnind atomii să-i poată ioniza, dînd naștere astfel la perechi electron-gol. Electronii nou formați fiind accelerați în continuare de câmpul electric pot provoca, la rîndul lor, și ei, ionizarea atomilor. În acest mod, se va produce o creștere în avalanșă a curentului care va provoca străpungerea joncțiunii $p-n$. Curentul I care trece acum prin joncțiune va fi de M ori mai mare decît intensitatea, I_0 , a curentului creat de fasciculul purtătorilor inițiali, adică

$$I = MI_0.$$

Coeficientul M se calculează după formula empirică [29]

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_a}\right)^{n_a}}, \quad (3.17)$$

fiînd numit coeficientul amplificării de avalanșă. Tensiunea de străpungere a avalanșei, U_a , este legată de rezistivitatea domeniului bazei joncțiunii $p-n$ prin relația

$$U_a = A_a \rho_b^{\alpha_a}. \quad (3.18)$$

Valorile coeficienților empirici, n_a , α_a și A_a , sînt cuprinse în tabelul 3.1; ele sînt valori medii și totodată foarte aproximative. În plus, depind de tipul joncțiunii, de rezistivitatea materialului etc. [30].

Tabelul 3.1

Semiconductorul	Tipul joncțiunii $p-n$	n_a	α_a	A_a
Ge	$n^+ - p$	6	0,61	52
	$p^+ - n$	3	0,61	83,4
Si	$n^+ - p$	2	0,75	23
	$p^+ - n$	3,5	0,64	86

Tensiunea de străpungere prin avalanșă depinde de temperatura joncțiunii. Cu creșterea temperaturii, și tensiunea de străpungere crește, deoarece scade lungimea drumului liber mediu al electronilor, adică descrește energia pe care o pot căpăta aceștia pe distanța drumului liber mediu. Din această cauză, ionizarea atomilor de către electronii ce traversează stratul joncțiunii va avea loc numai la tensiuni mai mari. Dependența de temperatură a tensiunii străpungerii de avalanșă este exprimată de următoarea formulă empirică [23]

$$U_a(T_1) = U_a(T_2) [1 + C_a(T_1 - T_2)].$$

Coeficientul de temperatură al tensiunii de străpungere, C_a , este egal cu $8,8 \cdot 10^{-4} \text{ } 1/^\circ\text{C}$ pentru siliciu și cu $1,2 \cdot 10^{-3} \text{ } 1/^\circ\text{C}$ în cazul germaniului.

Străpungerea tunel (străpungere Zener) [27] se produce atunci când intensitatea cîmpului electric crește atît de mult, încît devine posibilă trecerea electronului, prin efectul tunel, direct din zona de valență a domeniului p , în zona de conductibilitate a domeniului n (v. fig. 3.19).

Străpungerea tunel se constată la dispozitivele care au o joncțiune foarte subțire, fiind fabricate dintr-un semiconductor cu rezistență ohmică nu prea mare, și anume, cu rezistivitatea $\rho \leq (0,1 - 0,5) \Omega \cdot \text{cm}$ [31].

Diagrama energetică pentru o joncțiune $p-n$, care ilustrează trecerea prin efect tunel a electronului, în cadrul străpungerii tunel a acestei joncțiuni, este reprezentată în figura 3.19. Pe măsură ce tensiunea de deplasare crește, zonele energetice se curbează mereu, pînă cînd energia electronilor care sînt în starea legată, în domeniul p , devine egală cu energia electronilor liberi din domeniul n . Dacă stratul joncțiunii este suficient de îngust, atunci devine probabilă trecerea electronului, direct, din zona de valență în zona de conductibilitate. Aceasta și constituie, de fapt, efectul de tunel, care duce la creșterea intensității curentului.

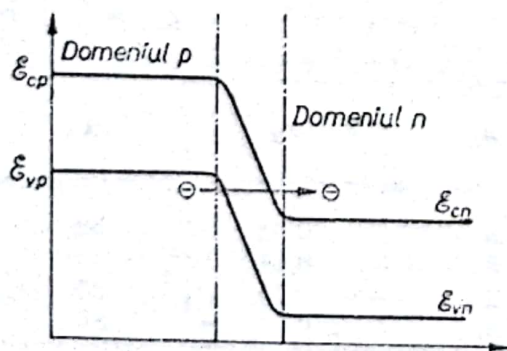


Fig. 3.19. Diagrama energetică care ilustrează trecerea prin efect tunel a electronului din zona de valență din domeniul p în zona de conductibilitate a domeniului n .

Tensiunea de străpungere este dată, pentru dispozitivele cu germaniu, de formula (3.19, a), iar în cazul dispozitivelor cu siliciu, de formula (3.19, b) :

$$U_{\text{tun}} = 9,9\rho_n + 48\rho_p ; \quad (3.19, a)$$

$$U_{\text{tun}} = 39\rho_n + 8\rho_p. \quad (3.19, b)$$

În aceste formule ρ_n și ρ_p sînt rezistivitățile domeniilor n și p .

Tensiunea de străpungere prin efect tunel scade cînd temperatura crește, ca o consecință a schimbării lărgimii zonei interzise odată cu variația temperaturii. Într-adevăr, cu creșterea temperaturii, lărgimea zonei interzise se îngustează. Nivelurile energetice ale electronilor din zona de conductibilitate și a acelor din zona de valență devin egale acum, la tensiuni mai mici. Trecerea prin efect tunel devine și ea posibilă la tensiuni mai coborîte.

Străpungerea de suprafață [26] se produce în acele locuri ale cristalelor semiconductoare, unde stratul de joncțiune iese pe suprafața sa. Această formă de străpungere electrică este determinată de creșterea intensității cîmpului electric prin acțiunea sarcinii ionilor adsorbiți pe suprafața cristalului. Aceasta face ca în straturile care aderă nemijlocit la suprafața de delimitare a cristalului, străpungerea să survină la tensiuni de deplasare destul de mici. Apariția acestei străpungeri de suprafață poate fi limitată printr-o prelucrare corespunzătoare a suprafeței semiconductorului.

Străpungerea termică. Fenomenul străpungerii termice este în strînsă legătură cu deteriorarea balansului energetic al cristalului [32]. Prin trecerea curentului invers, prin joncțiune se degajă o anumită cantitate de căldură, energia termică respectivă producînd puterea $P = U_j I_{\text{inv}}$. Dacă energia termică ce ia naștere depășește cantitatea de căldură ce o degajă joncțiunea în exterior, temperatura joncțiunii va începe să crească și deci și curentul de origine termică crește. La rîndul său, creșterea intensității curentului de origine termică determină o creștere a cantității de căldură degajată, ceea ce va provoca o creștere și mai accentuată a curentului care circulă prin joncțiune și așa mai departe. La un moment dat survine instabilitatea termică, care produce o supraîncălzire a joncțiunii, ceea ce are drept consecință creșterea în avalanșă a intensității curentului invers, care, în final, va provoca străpungerea termică a joncțiunii.

Cînd se produce o străpungere termică, pe caracteristica volt-amperică a joncțiunii $p-n$ respective, va apărea, de regulă, o regiune cu panta negativă. În figura 3.20 sînt reprezentate caracteristicile volt-amperice pentru diferite temperaturi ale unei aceleiași joncțiuni $p-n$, pe baza cărora ne putem explica apariția porțiunii de caracteristică, avînd panta negativă. Dacă conectăm, direct, la joncțiunea $p-n$ o sursă de tensiune exterioară, U_{ext} (fig. 3.20, a), astfel ca valoarea tensiunii aplicate să poată fi variată în mod con-

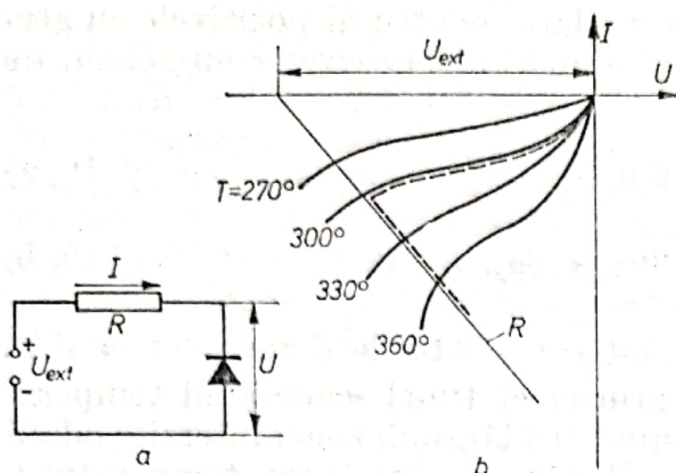


Fig. 3.20. Apariția caracteristicii volt-amperice cu pantă negativă în cadrul străpungerii termice :

a – schema electrică a conectării tensiunii la o joncțiune *p-n*; b – caracteristicile volt-amperice ale unei joncțiuni *p-n* care arată apariția porțiunii cu pantă negativă în cazul străpungerii termice.

tinuu, și reprezentăm curba care ne dă creșterea intensității curentului care circulă prin joncțiune, I , în funcție de tensiunea aplicată, U , putem constata următoarele. La temperaturi relativ mici, temperatura joncțiunii se menține constantă, iar funcția $I = F(U)$ coincide cu caracteristica volt-amperică construită pentru temperatura camerei (vezi linia punctată din figura 3.20, b). La o anumită tensiune însă, U , din cauza stricării stabilității regimului termic, survine o creștere a intensității curentului, astfel încât punctul de funcționare trece de pe caracteristica trasată pentru temperatura de 300 K pe caracteristicile construite pentru temperaturi mai ridicate. Această trecere se produce de-a lungul unei drepte, a cărei pantă este determinată de valoarea rezistenței R a rezistorului legat în serie cu sursa de tensiune exterioară, U_{ext} . Trebuie să subliniem faptul că porțiunea cu panta negativă are o înclinare foarte bine determinată, ceea ce ne arată că, pentru a reprezenta pe baza datelor experimentale legătura funcțională $I = F(U)$, este necesară o valoare strict determinată a rezistenței R . Dacă valoarea acestei rezistențe este destul de mare, atunci bilanțul termic se stabilizează la o anumită temperatură astfel că puterea disipată în joncțiune nu mai crește, încetind deci și creșterea în continuare a intensității curentului. Dacă valoarea rezistenței R este mică, apare procesul de generare care face dificilă determinarea riguroasă și sigură a porțiunii de caracteristică cu panta negativă.

Se deosebesc două variante de străpungere termică.

1. Creșterea temperaturii provoacă o creștere a intensității curentului invers și o deplasare a punctului de funcționare în regiunea caracteristicii volt-amperice care corespunde străpungerii electrice (fig. 3.20, b). Acest caz este posibil în dispozitivele cu străpungere prin efect de tunel.

2. Din cauza instabilității termice, temperatura joncțiunii crescând în mod continuu, atinge valoarea sa critică, T_{cr} , la care cristalul semiconductor trece în starea degenerată. În această situație curentul prin joncțiune crește brusc, știut fiind că o joncțiune *p-n* degenerată nu mai posedă proprietăți de redresare.

Temperatura critică a joncțiunii se calculează utilizând formula empirică (3.20, a) pentru cristalele de germaniu, iar pentru cele de siliciu – formula (3.20, b) [32]

$$T_{cr} = \frac{4060}{10,7 + \ln \rho}, \text{ K}; \quad (3.20, a)$$

$$T_{cr} = \frac{6400}{10,43 + \ln \rho}, \text{ K}. \quad (3.20, b)$$

Caracteristica volt-amperică în cazul unei tensiuni de polarizare directă. Modularea rezistenței de volum. Căderea de tensiune datorită difuziei

Cînd unei joncțiuni $p-n$ i se aplică o tensiune de polarizare de deblocare, curentul prin joncțiune este în general mult mai mare iar căderea de tensiune pe joncțiune, de regulă, mult mai mică, decît atunci cînd deplasarea este de blocare. La legarea directă, valoarea maximă a tensiunii aplicată pe joncțiune nu poate depăși diferența de potențial de contact ($\varphi_D = (0,3 \div 0,9) \text{ V}$). Cînd însă, polarizarea este inversă, tensiunea maximă va fi determinată de valoarea tensiunii de străpungere, care poate fi de sute și chiar mii de volți.

Dat fiind că curentul direct este relativ mare, iar tensiunea este mică, rezultă că curentul de scurgere poate fi neglijat, astfel că intensitatea curentului total poate fi luată egală cu suma a trei termeni :

$$I = I_{TD} \left(\exp \frac{U_j}{m_D \varphi_T} - 1 \right) + I_{r0} \left(\exp \frac{U_j}{m_r \varphi_T} - 1 \right) + I_{c0} \left(\exp \frac{U_j}{m_c \varphi_T} - 1 \right), \quad (3.21)$$

în care m_D este un coeficient empiric, avînd o valoare subunitară.

Odată cu variația tensiunii, partea ce revine fiecăruia dintre aceste componente în constituirea curentului total se schimbă în mod substanțial, astfel încît este oportună examinarea separată a domeniilor curenților de intensitate mică, medie și mijlocie.

Domeniul curenților slabi. În acest domeniu se poate neglija căderea de tensiune pe volumul semiconductorului, considerînd deci că toată tensiunea aplicată legăturilor exterioare ale dispozitivului cade, aproape integral, pe însăși joncțiunea $p-n$: $U_j = U$. Intervalul curenților slabi corespunde unor niveluri de injecție coborîte, adică atunci cînd curentul de recombinare-generare și curentul canal au un efect substanțial. Curentul total se va exprima prin formula (3.12) care este destul de complicată. Pentru calculele practice este mai convenabilă următoarea expresie analitică, mult mai simplă, și care permite calcularea aproximativă a caracteristicii volt-amperice pentru o joncțiune $p-n$:

$$I \approx I_{T0} \left(\exp \frac{U_j}{m \varphi_T} - 1 \right). \quad (3.22)$$

În această formulă I_{T0} și m sînt valorile medii ale curentului de origine termică și, respectiv, coeficientului din exponentul funcției

exponențiale, cu ajutorul cărora se ia în considerație aportul tuturor curenților ce circulă prin joncțiune. Valorile medii ale intensității curentului generat termic și coeficientului m depind de temperatură și de valoarea tensiunii de deplasare. Atunci când deplasările sînt mici,

$$I_{T0} > I_{TD},$$

iar $m > 1$ (deoarece atît $m_r > 1$, cît și $m_c > 1$ și, doar, $m_D = 1$). Cu creșterea deplasării cît și a temperaturii joncțiunii, partea ce revine curentului de recombinare-generare și, de asemenea, curentului de canal se diminuează, ceea ce face ca valoarea medie a intensității curentului de origine termică și valoarea medie a coeficientului m , micșorîndu-se mereu, să tindă la valorile lor determinate de intensitatea curentului generat termic prin difuzie, adică vom avea $I_{T0} \approx I_{TD}$, iar $m \approx 1$.

În dispozitivele cu germaniu, la temperatura camerei și mai ridicată decît aceasta, curentul de origine termică are în principal un caracter de difuzie, din care cauză, așa cum arată măsurările [33], $I_{T0} \approx I_{TD}$; $m = 1,05 \approx 1,1$. La dispozitivele cu siliciu, aceste relații sînt valabile numai la temperaturi ce depășesc $(100 - 120)^\circ\text{C}$. La temperaturi mai mici, I_{T0} este sensibil mai mare ca I_{TD} , iar coeficientul $m = 1,6 \div 1,8$.

Valorile medii ale intensității curentului de origine termică și ale coeficientului m pot fi determinate din construirea, la scară semilogaritmică, a caracteristicii volt-amperice a joncțiunii $p-n$ (fig. 3.21), (I_e este intensitatea etalon). Cînd U ia valori ce reprezintă de cîteva ori valoarea lui φ_T , considerată drept unitate, sau, și mai mari, această caracteristică va fi o dreaptă avînd panta egală cu $m\varphi_T$. Prelungind partea rectilinie a caracteristicii pînă la intersecția ei cu axa absciselor, punctul de intersecție ne va da tocmai valoarea medie, I_{T0} , a curentului de origine termică.

Domeniul curenților de intensitate medie. Mărind tensiunea de deplasare, partea ce revine curentului de deplasare și a curentului canal se micșorează, comparativ cu cea a curentului de difuzie, I_D .

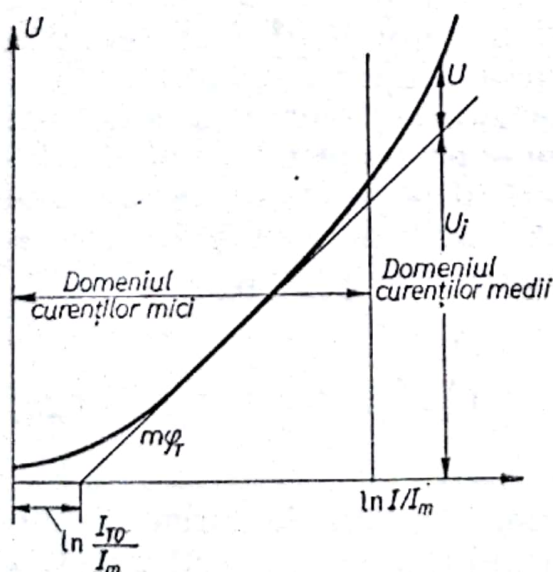


Fig. 3.21. Caracteristica volt-amperică a joncțiunii $p-n$, construită în scara semi-logaritmică.

Aceasta înseamnă că în acest domeniu al curenților de intensitate medie, caracteristica volt-amperică poate fi redată prin expresia pe care o cunoaștem deja, cea corespunzătoare unei joncțiunii pn ideale :

$$I = I_{TD} \left(\exp \frac{U_j}{\varphi_T} - 1 \right).$$

Particularitatea distinctivă a joncțiunii $p-n$ reale o constituie faptul că căderea de tensiune pe joncțiune, U_j , nu este egală cu tensiunea U exterioară, aplicată electrozilor dispozitivului semiconductor. Atunci cînd nivelurile injectiei sînt medii, se face simțită căderea de tensiune pe rezistența de volum a bazei, r_b , și rezistența de volum a emitorului, r_e :

$$U_{ob} = Ir_b + Ir'_e,$$

deci

$$U_j = U - U_{ob}.$$

Ținînd seama că, de regulă, $r_b \gg r'_e$, caracteristica volt-amperică a unei joncțiunii $p-n$ poate fi exprimată prin formula

$$I = I_{TD} \left(\exp \frac{U - Ir_b}{\varphi_T} - 1 \right). \quad (3.23)$$

Domeniul curenților de intensitate mare. În acest domeniu, cu atît mai mult, pot fi neglijăți curenții de recombinare și cei de canal, în cadrul analizei funcționării dispozitivelor semiconductoare. Practic, curentul prin joncțiune este dat numai de componenta de difuzie a acestuia. Crește substanțial rolul căderii de tensiune pe volumul semiconductorului : căderea de tensiune pe joncțiune, U_j , apropiindu-se de valoarea diferenței de potențial de contact, φ_D , se schimbă neglijabil, astfel încît, aproape întreaga tensiune cade pe volumul cristalului semiconductor, adică $U \approx U_v$.

Particularitatea caracteristică funcționării la curenți mari, care corespunde unor niveluri înalte ale injectiei, constă în faptul că concentrația purtătorilor de sarcină minoritari devine acum comparabilă cu concentrația purtătorilor de sarcină majoritari, dat fiind că nivelul de purtători de sarcină injectați suplimentar într-un domeniu dat crește substanțial. Cu această ocazie se amplifică și injectia de purtători de sarcină majoritari, fapt care micșorează eficiența emitorului. Într-adevăr, prin joncțiunea p^+-n , învingînd bariera de potențial de înălțime $\varphi_D - U_j$, electronii trec din domeniul bazei,

care este de tipul n , în domeniul de tip p , concentrația lor avînd expresia :

$$n_p = n_n \exp \left(-\frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T} \right); \quad (3.24)$$

iar din domeniul emitorului trec, în bază, golurile; concentrația lor va fi

$$p_n = p_p \exp \left(-\frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T} \right). \quad (3.25)$$

În cazul cînd nivelurile injecției sînt mici sau mijlocii, concentrația purtătorilor de sarcină majoritari diferă puțin de valorile de echilibru ale ei, cu alte cuvinte $n_n \approx n_{n0}$, iar $p_p \approx p_{p0}$. Din această cauză, raportul dintre intensitățile curenților de injecție — a celui electronic, I_n , și a celui de goluri I_p — va fi determinat, de fapt, de raportul concentrațiilor impurităților donoare și acceptoare :

$$\frac{I_n}{I_p} \approx \frac{n_p I_n}{p_n I_p} \approx \frac{n_{n0} I_n}{p_{p0} I_p} \approx \frac{N_n L_n}{N_p L_p}.$$

Cînd nivelurile injecției sînt ridicate, atît concentrația purtătorilor de sarcină minoritari, cît și concentrația purtătorilor de sarcină majoritari depășesc sensibil valorile lor de echilibru. În acest caz, concentrația purtătorilor minoritari poate fi exprimată prin concentrația de echilibru a acestora, introducînd în expresia exponentului funcției exponențiale coeficienții m_n și m_p , astfel încît să aducem formulele (3.24) și (3.25) la forma

$$n_p = \frac{n_n}{n_{n0}} n_{n0} \exp \left(-\frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T} \right) = \frac{n_n}{n_{n0}} n_{p0} \exp \frac{U_j}{\varphi_T} = n_{p0} \exp \frac{U_j}{m_n \varphi_T};$$

$$p_n = \frac{p_p}{p_{p0}} p_{p0} \exp \left(-\frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_T} \right) = \frac{p_p}{p_{p0}} p_{n0} \exp \frac{U_j}{\varphi_T} = p_{n0} \exp \frac{U_j}{m_p \varphi_T}.$$

Acuma componentele, cea electronică și cea de goluri, ale curenților de injecție, se vor exprima prin următoarele formule :

$$I_n \approx I_{Tn} \left(\exp \frac{U_j}{m_n \varphi_T} - 1 \right) \approx I_{Tn} \exp \frac{U_j}{m_n \varphi_T}; \quad (3.26, a)$$

$$I_p \approx I_{Tp} \left(\exp \frac{U_j}{m_p \varphi_T} - 1 \right) \approx I_{Tp} \exp \frac{U_j}{m_p \varphi_T}. \quad (3.26, b)$$

Raportul intensităților acestor curenți va fi dat deci de următoarea expresie :

$$\frac{I_n}{I_p} \approx \frac{I_{Tn}}{I_{Tp}} \exp \left[\frac{U_j}{\varphi_T} \left(\frac{1}{m_n} - \frac{1}{m_p} \right) \right] \approx \frac{N_n L_n}{N_p L_p} \exp \left[\frac{U_j}{\varphi_T} \left(\frac{1}{m_n} - \frac{1}{m_p} \right) \right].$$

Valorile coeficienților m_n și m_p au fost date sub formă de grafice deja, în figura 2.3 (vezi § 2.5). Din acest grafic rezultă că, pentru o aceeași valoare a tensiunii U_j , valoarea mai mare o are coeficientul care se referă la domeniul în care concentrația este mai mică (adică în domeniul bazei). Din această cauză, raportul intensităților I_n/I_p crește, atunci când tensiunea aplicată bazei crește.

În cazurile când nivelurile injectiei sînt ridicate, intensitatea curentului total care circulă prin joncțiune se poate calcula utilizînd formula aproximativă

$$I = I_n + I_p \approx I_{Tn} \exp \frac{U_j}{m_n \varphi_T} + I_{Tp} \exp \frac{U_j}{m_p \varphi_T} \approx I_{TD} \exp \frac{U_j}{m_D \varphi_T}, \quad (3.27)$$

în care m_D este un coeficient determinat experimental ($m_D < 1$).

Caracteristica volt-amperică a joncțiunii $p-n$, în domeniul curenților de intensitate mare, va fi determinată, în primul rînd, de căderea de tensiune pe volumul semiconductorului. În general, această tensiune este constituită din două componente¹:

$$U_v = \int_{l_1}^{l_2} E \, dl = \int_{l_1}^{l_2} \frac{1}{\mu_p e p + \mu_n e n} \, dl + e \int_{l_1}^{l_2} \frac{D_p \text{grad } p - D_n \text{grad } n}{\mu_p e p + \mu_n e n} \, dl. \quad (3.28)$$

Prima dintre aceste componente, care este proporțională cu densitatea de curent,

$$j = j_n + j_p,$$

reprezintă căderea de tensiune ohmică, fiind determinată de conducibilitatea electrică a materialului semiconductor

$$\sigma = \mu_p e p + \mu_n e n. \quad (3.29)$$

¹ Formula (3.28) poate fi obținută dacă se exprimă intensitatea, E , a cîmpului prin parametrii respectivi, utilizînd ecuația densității de curent.

Cea de a doua componentă,

$$U_{v. dif} = e \int \frac{D_p \text{grad } p - D_n \text{grad } n}{\mu_p e p + \mu_n e n} dl,$$

este denumită cădere de tensiune de difuzie [34]. Această tensiune corespunde cîmpului electric ce ia naștere datorită existenței, în acest caz, a unui gradient considerabil al concentrației purtătorilor de sarcină majoritari. Cînd nivelurile de injecție sînt înalte, căderea de tensiune datorită difuziei atinge o valoare considerabilă, astfel încît atunci cînd intensitatea curenților atinge valori apropiate de nivelul limită permis, în impuls, ea devine determinantă.

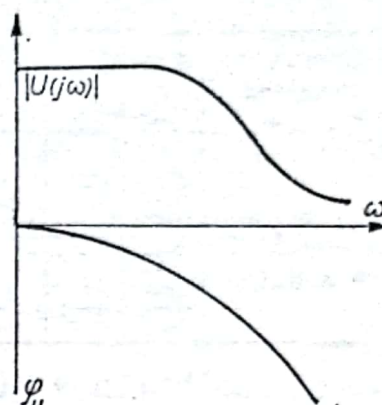
Pentru cazul unor niveluri de injecție înalte, conductivitatea electrică a semiconductorului, σ , și, corespunzător acesteia, rezistența sa de volum variază odată cu variația nivelului injecției. Pe măsura creșterii nivelului de injecție, va crește concentrația purtătorilor de sarcină, deci crește și conductivitatea electrică a semiconductorului [vezi expresia (3.29)], ceea ce are drept consecință micșorarea rezistenței de volum. Se produce astfel modularea rezistenței de volum, modulare care se manifestă cel mai pregnant în domeniul bazei.

În cazul curenților de intensitate mare, adică în domeniul despre care este vorba aici, pentru calculele necesare în practică se folosesc caracteristici volt-amperice construite experimental. Exprimarea analitică a acestor caracteristici implică, în cazul acestui domeniu de valori ale intensităților de curent, complicații extrem de dificile, dat fiind că trebuie evaluate efectele suplimentare (creșterea intensității fluxului de purtători majoritari; căderea de tensiune de difuzie; modularea rezistenței de volum) care se supun cu greu unei determinări cantitative, adică prin calcul.

3.6. CARACTERISTICILE JONCTIUNII ELECTRON-GOL ÎN DOMENIUL FRECVENȚELOR ÎNALTE

Vom analiza caracteristicile amplitudine-fază și fază-frecvență ale unei joncțiuni electron-gol (figura 3.22). Aceste caracteristici definesc dependența dintre amplitudinea și faza unei tensiuni sinusoidale, aplicate dispozitivului semiconductor, $U(j\omega)$, față de frecvența curentului sinusoidal, cînd amplitudinea acestuia rămîne constantă. La trasarea caracteristicilor de frecvență, amplitudinile intensităților componentelor sinusoidale ale curentului, cît și ale tensiunii, se iau atît de mici (în comparație cu cele ale componentelor continui, date de sursa de tensiune continuă), încît armonicile de

Fig. 3.22. Caracteristicile amplitudine-frecvență și fază-frecvență ale joncțiunii electron-gol.



ordin superior, care apar în mod inevitabil, datorită neliniarității caracteristicii volt-amperice a joncțiunii $p-n$, să poată fi total neglijate.

După cum se poate constata din caracteristicile de frecvență, reprezentate în figura 3.22, în domeniul frecvențelor înalte se produce o micșorare a amplitudinii tensiunii sinusoidale și apare o deplasare de fază a acestei tensiuni în raport cu faza curentului. Aceste distorsiuni constituie o dovadă a caracterului reactiv pe care îl prezintă funcționarea unei joncțiuni electron-gol. Fără discuție că dispozitivele semiconductoare reale cuprind capacități și inductanțe parazite constructive ale conexiunilor, care constituie, de asemenea, și ele, cauze ale distorsionărilor de fază. Explicarea, însă, a distorsiunilor amplitudinii și fazei tensiunii aplicate unei joncțiuni $p-n$, numai pe seama acțiunii reactanțelor parazite, nu reușește. Într-o mare măsură aceste distorsionări se datoresc și sînt determinate de capacitățile de sarcină spațială și de difuzie, pe care le prezintă orice joncțiune $p-n$.

Capacitatea de sarcină spațială a joncțiunii $p-n$

Cînd tensiunea aplicată unei joncțiuni se modifică, are loc o variație a lărgimii stratului joncțiunii, strat care, după cum știm, este sărăcit de purtători de sarcină mobili. De exemplu, cînd tensiunea de polarizare inversă crește, stratul de joncțiune se lărgeste (fig. 3.23). În plus, sub acțiunea noului cîmp electric determinat de această tensiune, o parte dintre purtătorii de sarcină mobili ai straturilor adiacente cu joncțiunea este îndepărtată atît din domeniul p , cît și din domeniul n . În figura 3.23, aceste straturi sînt cuprinse între liniile întrerupte, reprezentînd granițele inițiale ale joncțiunii, și linii trasate linie-punct, atunci cînd tensiunea a crescut. În timpul deplasării sarcinilor electrice care se resorb din straturile aderente joncțiunii se formează fluxuri orientate și curenții ce le corespund: de goluri — în domeniul p — și electronici — în domeniul n . În inte-

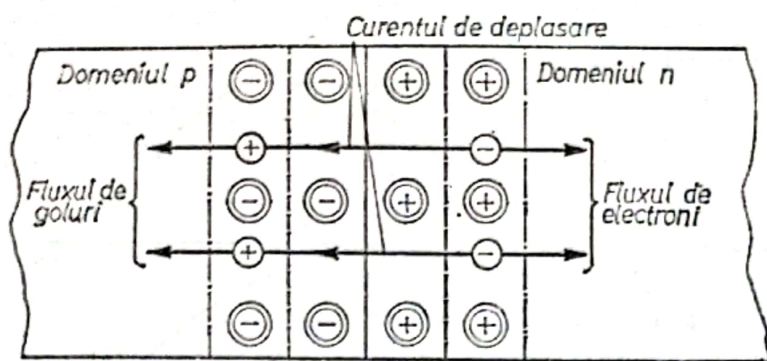


Fig. 3.23. Formarea curentului de deplasare în stratul de trecere în cazul variației sarcinii spațiale.

riorul stratului joncțiunii, liniile de curent se închid prin intermediul curenților de deplasare, dînd naștere liniilor de curent — de încărcare sau de descărcare — ale stratului de joncțiune. Mărimea curentului de deplasare, care circulă prin joncțiune, este determinată de variația sarcinii stratului sărăcit, Q_j , adică

$$i_{ds} = \frac{dQ_j}{dt}.$$

Deoarece atunci cînd sarcina Q_j variază, joncțiunea $p-n$ se comportă ca un condensator avînd drept armături granițele joncțiunii, este natural să definim curentul de descărcare, sau de încărcare, ca fiind

$$i_{ds} = C_{js} \frac{dU_j}{dt}.$$

Capacitatea unui astfel de condensator va fi determinată de relația

$$C_{js} \equiv \frac{dQ_j}{dU_j} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S_j}{W_j}, \quad (3.30)$$

în care S_j și W_j sînt respectiv aria și lățimea stratului de joncțiune. Aceasta este tocmai capacitatea de sarcină a unei joncțiuni. Ea este deseori numită capacitate de barieră, subliniindu-se prin aceasta că efectul său este în legătură cu apariția barierei pe frontiera de despărțire a domeniilor p și n .

După cum se știe, lățimea stratului joncțiunii depinde de tensiunea de deplasare aplicată joncțiunii, U_j . Această dependență poate fi exprimată sub forma:

$$W_j = W_{j0} \left(1 - \frac{U_j}{\varphi_D} \right)^{n_c}, \quad (3.31)$$

unde W_{j0} este lăţimea stratului joncţiunii în starea de echilibru (cînd $U_j = 0$), iar n_c este un coeficient, care depinde de distribuţia sarcinii spaţiale în stratul de suprafaţă.

Dacă domeniul în care se produce variaţia concentraţiei impurităţilor este restrîns, ocupînd o porţiune neglijabilă a stratului de trecere, atunci o astfel de joncţiune se numeşte în trepte, sau abruptă, iar coeficientul n_c are pentru ea valoarea $n_c = 1/2$ [18]. Joncţiunea în trepte se realizează în dispozitivele obţinute prin aliere, sau prin dublă difuzie.

Dacă însă domeniul în care concentraţia impurităţilor este variabilă ocupă o regiune întinsă a stratului de trecere, atunci o asemenea joncţiune este denumită liniară, sau lină, iar coeficientul n_c pentru ea va fi egal cu $n_c = 1/3$. Joncţiunea lină se realizează în joncţiunile crescute şi în cele de difuzie, electron-gol.

Introducînd expresia (3.31) în relaţia (3.30), vom obţine formula pentru determinarea capacităţii de sarcină spaţială a joncţiunii

$$C_{js} = \frac{C_{js0}}{\left(1 - \frac{U_j}{\phi_D}\right)^{n_c}}, \quad (3.32)$$

unde C_{js0} este mărimea capacităţii de sarcină în starea de echilibru. Se poate arăta [23] că în cazul joncţiunilor în trepte,

$$C_{js0} = S_j \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon N_b e}{2 \phi_D}}, \quad (3.33, a)$$

iar pentru cele line,

$$C_{js0} = S_j \sqrt[3]{\frac{\epsilon_0^2 \epsilon^2 \alpha e}{12 \phi_D}}, \quad (3.33, b)$$

În aceste formule, N_b este concentraţia impurităţilor în regiunea bazei, coeficientul

$$\alpha = \frac{\Delta N}{\Delta W_j}$$

este panta medie a variaţiei concentraţiei impurităţilor în stratul de trecere al joncţiunii.

După cum rezultă din expresia (3.32), valoarea capacităţii de sarcină depinde de tensiunea de polarizare. Această dependenţă este reprezentată în figura 3.24. Cînd tensiunea este o tensiune de polarizare directă, atunci joncţiunea se îngustează odată cu creşterea tensiunii U_j , prin urmare, capacitatea de sarcină va creşte. În cazul unei polarizări inverse, pe măsură ce tensiunea U_j creşte în valoare absolută, joncţiunea se lărgeste, astfel încît capacitatea C_{js} se mic-

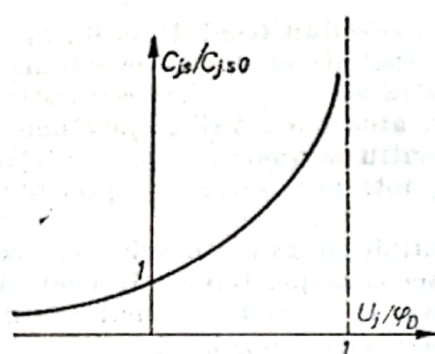


Fig. 3.24. Graficul variației capacității de sarcină în funcție de tensiunea de polarizare.

șorează. Efectul capacității de sarcină se face resimțit mai ales atunci când legarea este inversă, deoarece, în acest caz, prin joncțiune circulă curenți relativ slabi, încât curenții de deplasare îi pot depăși în mod considerabil.

Trebuie să menționăm că curenții de încărcare sau de descărcare ai stratului joncțiunii determină o creștere a curenților purtătorilor majoritari atât în domeniul p , cât și în domeniul n , dat fiind că formarea acestor curenți este legată, în domeniul p , de deplasarea golurilor, iar în domeniul n , de deplasarea electronilor.

Definirea calitativă a curențului capacitiv care circulă printr-o joncțiune $p-n$, numai cu ajutorul capacității sarcinii de volum, nu poate reuși pe deplin. Cea de a doua cauză care determină apariția curențului capacitiv o constituie efectul așa-numitei capacități de difuzie.

Capacitatea de difuzie

Să examinăm variația densității de sarcină a purtătorilor minoritari, de pildă, a golurilor în bază (fig. 3.25), în funcție de variația nivelului injectiei, adică a intensității curențului care circulă prin joncțiunea $p-n$. Să presupunem că joncțiunii $p-n$ i s-a aplicat o tensiune de polarizare directă, a cărei valoare corespunde densității de sarcină inițială a golurilor $q_{p\text{ ini}}(x)$. Să dăm acum o anumită

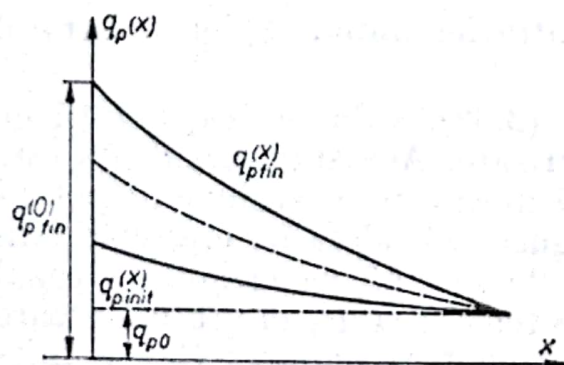


Fig. 3.25. Variația densității de sarcină a purtătorilor minoritari din bază, în funcție de variația intensității curențului.

creștere curentului. În acest caz, densitatea de sarcină a purtătorilor de sarcină minoritari crește, tinzând la valoarea sa finală $q_{pfn}(x)$ și, corespunzător cu aceasta, crește tensiunea de pe joncțiune. În regimul staționar care se stabilește, noua valoare a tensiunii va fi determinată de densitatea de sarcină $q_{pfn}(0)$ pe frontiera joncțiunii ($x = 0$), adică

$$U_j = \varphi_T \ln \frac{q_{pfn}(0)}{q_{p0}}.$$

Cînd are loc o variație a intensității curentului, noua valoare a concentrației golurilor și a densității de sarcină corespunzătoare a acestora, $q_{pfn}(x)$, se poate realiza, evident, fie printr-o acumulare potrivită (în cazul creșterii curentului), fie printr-o resorbție (atunci cînd curentul scade) a purtătorilor de sarcină minoritari din bază. Așa, de exemplu, acumularea de purtători de sarcină minoritari, datorită creșterii nivelului injectiei, determină o creștere continuă a densității lor de sarcină (curba trasată cu linie întreruptă, în figura 3.25) și deci o creștere corespunzătoare a tensiunii pe joncțiune. Rezultă, prin urmare, că în regim nestaționar domeniul bazei se comportă ca un condensator, care se încarcă, sau se descarcă (pe măsură ce se acumulează, sau se resorb purtătorii de sarcină minoritari din bază), determinînd o variație continuă a tensiunii de pe joncțiune.

Inerția electrică care este determinată de variația sarcinii purtătorilor minoritari din bază, și care conduce la o întîrziere a creșterii, sau descreșterii tensiunii, odată cu variația intensității curentului, este definită calitativ, de obicei, printr-o capacitate fictivă denumită capacitate de difuzie. Această capacitate este dată de formula

$$C_{ja} = \frac{dQ_b}{dU_j} = \tau_{TN} \frac{dI_D}{dU_j}, \quad (3.34)$$

în care

$$dQ_b = \int_{v_b} q dv = \tau_{TN} dI_D$$

reprezintă variația sarcinii purtătorilor minoritari în întregul volum al bazei (v_b), determinată de variația intensității componente de difuzie a curentului, dI_D , (τ_{TN} fiind timpul mediu de trecere a purtătorilor în bază, pentru un flux avînd sensul normal).

Plecînd de la formula intensității curentului de difuzie

$$I_D = I_{TD} \left(\exp \frac{U_j}{m_D \varphi_T} - 1 \right),$$

vom determina creșterea diferențială

$$dI_a = \left(I_{TD} \exp \frac{U_j}{m_D \varphi_T} \right) \frac{dU_j}{m_D \varphi_T} = (I_D + I_{TD}) \frac{dU_j}{m_D \varphi_T}$$

și introducînd-o în formula (3.34), obținem, în final, formula care exprimă capacitatea de difuzie

$$C_{ja} = \frac{\tau_{TN}}{r_{ja}}, \quad (3.35)$$

unde

$$r_{ja} = \frac{m_D \varphi_T}{I_D + I_{TD}} \quad (3.36)$$

este rezistența diferențială a unei joncțiunii $p-n$ ideale. Rezistența r_{ja} variază cu variația intensității curentului ce circulă prin joncțiune. Datorită acestui fapt, va varia și capacitatea de difuzie: valoarea lui C_{ja} crește direct proporțional cu intensitatea componentei de difuzie a curentului. Tocmai din această cauză, influența capacității de difuzie se manifestă deosebit de pregnant în cazul legării directe a joncțiunii $p-n$, în timp ce efectul capacității de sarcină se resimte mai ales cînd legarea este inversă. Vom mai remarca, de asemenea, că, spre deosebire de cazul capacității de sarcină, curenții de încărcare și de descărcare a capacității de difuzie sînt formați din fluxurile purtătorilor de sarcină minoritari, întrucît acțiunea acestei capacități fictive nu reprezintă, în fond, altceva, decît reflectarea procesului de acumulare sau resorbție a purtătorilor de sarcină minoritari din bază.

3.7. CARACTERISTICILE ÎN REGIM DE IMPULSURI ALE JONCȚIUNII $p-n$

Joncțiunile electron-gol sînt deseori folosite în regim de impulsuri, adică într-un regim în care, în intervale de timp scurte, are loc o variație importantă a amplitudinii semnalelor. În aceste condiții apar distorsiuni ale semnalelor transformate, care se datoresc inerției joncțiunii $p-n$.

La aplicarea semnalelor în impulsuri se produc procesele de tranziție care apar datorită efectelor capacității de sarcină a joncțiunii și a proceselor de acumulare sau resorbție a purtătorilor de sarcină în domeniul bazei. Pe măsura acumulării sau resorbției purtătorilor de sarcină, tensiunea pe joncțiune variază. Concomitent cu aceasta

se produce o modulare a rezistenței de volum a bazei, fapt ce, de asemenea, influențează durata proceselor tranzitorii. Examinării acestor procese îi sînt consacrate numeroase cercetări, ale căror rezultate fundamentale sînt destul de bine elucidate în articolul de sinteză [35].

Pe noi procesele de tranziție ne vor interesa din punctul de vedere al determinării caracteristicilor de impuls ale joncțiunii electron-gol. În acest cadru este comod să se analizeze separat procesele atunci cînd polarizarea este directă și cînd polarizarea este inversă.

Polarizarea directă a joncțiunii $p-n$. Rezistența în regim de impulsuri. Durata stabilizării rezistenței directe

Să analizăm procesul tranzitoriu dintr-o joncțiune $p-n$ în cazul polarizării directe a acesteia printr-un salt de intensitate a curentului. Un asemenea regim de funcționare se poate realiza alegînd valoarea rezistenței rezistorului R din schema de alimentare (fig. 3.26) mai mare cu un ordin de mărime, sau, și mai mult, față de rezistența diferențială a joncțiunii. În acest caz, sursa de tensiune în impulsuri, U_g , împreună cu rezistența R , va funcționa în regim de generator de curent, întrucît intensitatea curentului, I , preluat de la sursă a cărei tensiune este U_g , nu depinde, practic, de căderea de tensiune U_a pe joncțiunea $p-n$, adică

$$I = \frac{U_g - U_a}{R} \approx \frac{U_g}{R}.$$

Epúrele intensității curentului și ale tensiunii sînt trasate în figura 3.27. După cum știm, tensiunea pe joncțiunea electron-gol, U_a , se compune din tensiunea care cade pe rezistența de volum, U_v , și tensiunea pe joncțiune, U_j , adică:

$$U_a = U_g + U_j.$$

Prin alimentarea cu un salt de curent, tensiunea U_v crește în salt, atîngînd valoarea

$$U_v = I(r_b + r_e) \approx Ir_b.$$

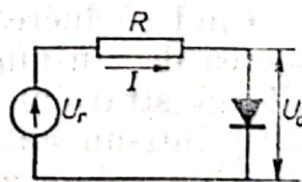


Fig. 3.26. Schema conectării sursei de tensiune în impulsuri, U_g , în cazul polarizării directe a joncțiunii $p-n$.

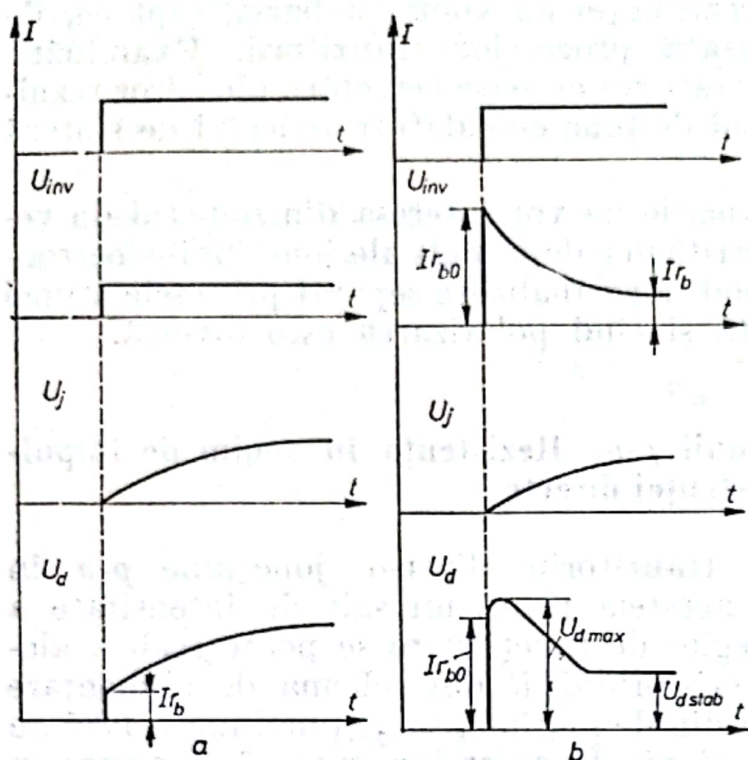


Fig. 3.27. Epúrele curentului și ale tensiunilor în cazul polarizării directe a joncțiunii p-n: a — pentru un curent în impulsuri, de amplitudine mică; b — pentru un curent în impulsuri, de amplitudine mare.

Tensiunea, însă, ce cade pe stratul joncțiunii,

$$U_j = m_D \varphi_T \ln \frac{q}{q_0},$$

crește odată cu acumularea purtătorilor minoritari în bază, tinzînd la nivelul

$$m_D \varphi_T \ln \left(1 + \frac{I_D}{I_{TD}} \right).$$

Epúrele reprezentate în figura 3.27, a sînt construite pentru curenți de amplitudine mică, atunci cînd efectul modulării rezistenței de volum, a bazei, r_b , nu se face simțit. În cazul curenților slabi, căderea de tensiune pe r_b și variația acestei tensiuni din cauza modulării lui r_b sînt mult mai mici față de tensiunea aplicată joncțiunii, U_j . În același timp însă, tensiunea totală, U_d , crește monoton, după ce suferă un salt de mărime egală cu $I r_b$ (fig. 3.27, a).

Cînd se lucrează cu curenți de amplitudine mare (fig. 3.27, b) căderea de tensiune pe volum, U_v , devine comparabilă cu tensiunea aplicată stratului joncțiunii, în care caz, tensiunea U_v crește mai întîi printr-un salt de mărimea lui $I r_{b0}$, unde r_{b0} este valoarea rezistenței de volum a bazei, corespunzătoare concentrației de echilibru

a purtătorilor de sarcină. Odată cu acumularea purtătorilor de sarcină în bază, conductibilitatea acesteia crește, pe cînd rezistența r_b scade. Tensiunea totală, U_a , crește de la început (datorită creșterii căderii de tensiune pe stratul joncțiunii, U_j), iar după aceasta scade (din cauza micșorării căderii de tensiune pe rezistența r_b). În această situație, epura căderii de tensiune totală are forma unei curbe cu un maxim evident pronunțat, $U_{a \max}$ (figura 3.27, b).

Epurele tensiunii U_a ne permit determinarea parametrilor de impuls principali ai unei joncțiuni electron-gol, în cazul polarizării directe, și anume : rezistența de impuls a joncțiunii :

$$r_{a \text{ imp}} = \frac{U_{a \max}}{I} \quad (3.37)$$

și timpul de stabilire a rezistenței directe a joncțiunii, τ_{stab} , care este determinat de durata saltului pulsului de tensiune U_a .

Rezistența de impuls $r_{a \text{ imp}}$ este, în general, de cîteva ori mai mare decît rezistența directă a joncțiunii r_{dir} , dată de expresia

$$r_{\text{dir}} = \frac{U_{a \text{ stab}}}{I} \quad (3.38)$$

Timpul de stabilizare τ_{stab} este determinat de timpul mediu de trecere al purtătorilor de sarcină prin domeniul bazei, τ_{TN} .

Blocarea joncțiunii p-n. Resorbția purtătorilor de sarcină. Timpul de restabilire a curentului invers

Să studiem procesele tranzitorii care au loc în cazul blocării joncțiunii electron-gol.

În starea inițială joncțiunea este deblocată de tensiunea aplicată acestei joncțiuni, E_{depl} (fig. 3.28), iar prin ea va trece curentul direct $I_D = I_{\text{dir}}$. La un moment dat de timp, t_0 , se aplică un puls de tensiune, care are forma unei trepte (fig. 3.29). Amplitudinea acestei

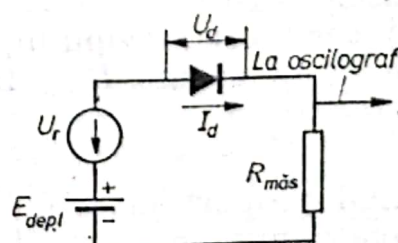


Fig. 3.28. Schema conectării unei surse de tensiune în impulsuri, U_g , în cazul unei joncțiuni p-n polarizate invers.

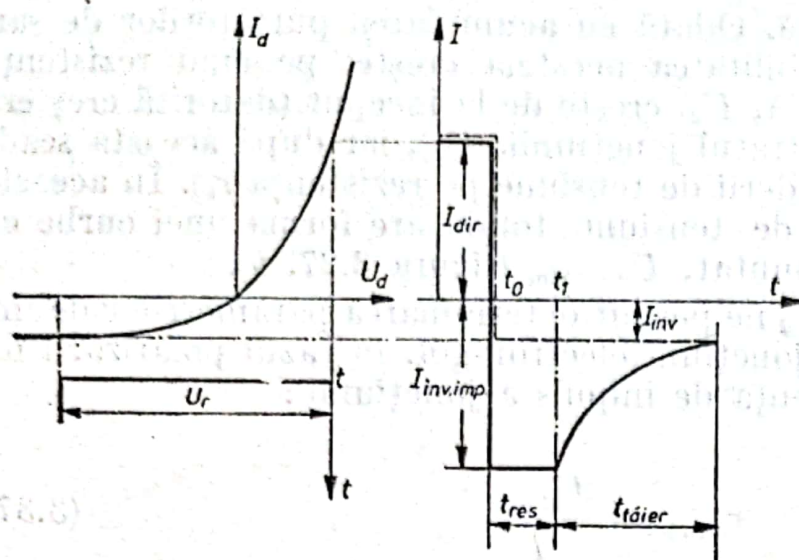


Fig. 3.29. Caracteristica volt-amperică și diagramele variației intensității curentului ce trece printr-o joncțiune $p-n$, polarizată invers, în funcție de timp.

tensiuni, U_g , se alege astfel, încît joncțiunea să fie complet blocată, trecînd-o în regimul de funcționare definit prin tensiunea deplasării inverse

$$U_a \approx -(U_g - E_{depl})$$

și prin intensitatea de curent

$$I_a \approx -I_{inv.}$$

Dacă ne-am referi la caracteristica volt-amperică a joncțiunii, ar fi trebuit să ne așteptăm la următoarele: la momentul t_0 cînd s-a aplicat pulsul de blocare, curentul prin joncțiune ar fi trebuit să se micșoreze, prin salt, pînă la intensitatea $I_{inv.}$ și să se mențină în continuare constant. În figura 3.29 această epură este desenată punctat. Pe de altă parte însă, variația intensității curentului constatată în realitate, în mod experimental, are o cu totul altă alură: în momentul t_0 curentul își micșorează intensitatea, prin salt, pînă la valoarea $I_{inv. imp}$, care este de zeci și sute de ori mai mare decît intensitatea $I_{inv.}$, corespunzătoare tensiunii

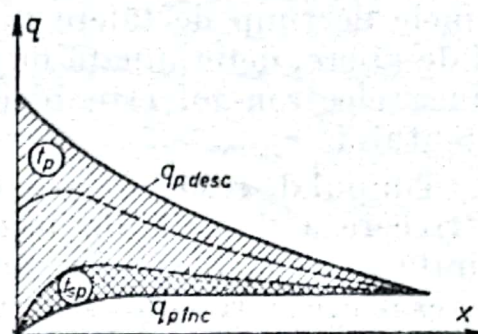
$$U_a \approx -(U_g - E_{depl}).$$

În decursul unui anumit interval de timp, acest salt al intensității curentului invers, $I_{inv. imp}$, se menține, practic, constant (fig. 3.29). După aceasta începe descreșterea curentului invers pînă la valoarea intensității de stabilizare, $I_{inv.}$. Această figură poate fi vizualizată cu ajutorul osciloscopului, legînd în serie cu joncțiunea $p-n$ o rezistență de măsură $R_{m\grave{a}s}$ (fig. 3.28), c\aderea de tensiune pe ea,

$$U_{m\grave{a}s} = I_a R_{m\grave{a}s},$$

fiind proporțională cu intensitatea curentului, I_a , care circulă prin joncțiunea electron-gol.

Fig. 3.30. Graficele distribuției densității de sarcină a purtătorilor minoritari pentru o joncțiune $p-n$ polarizată invers.



Pentru a elucida sensul fizic al figurii observate, să examinăm variația densității de sarcină a purtătorilor minoritari din baza unei joncțiuni, de pildă, p^+-n . În starea inițială joncțiunea era deschisă și s-a produs injecția de goluri în regiunea bazei, care a determinat, la rîndul său, o creștere apreciable a densității de sarcină, comparativ cu cea din starea de echilibru. În figura 3.30 distribuția densității de sarcină a golurilor, corespunzătoare stării inițiale, este reprezentată prin curba q_{desc} . Distribuția densității de sarcină care trebuie să se stabilească după aplicarea impulsului de blocare, U_g , este definită însă prin graficul reprezentat de curba q_{pinc} . Pentru resorbția purtătorilor de sarcină în exces, din bază, astfel încît densitatea lor de sarcină să fie redusă pînă la nivelul q_{pinc} , care corespunde intensității curentului, I_{inv} , va fi necesar un anumit interval de timp.

Așadar, la aplicarea impulsului de închidere a joncțiunii, începe resorbția purtătorilor de sarcină în exces, care s-au acumulat în bază. Odată cu micșorarea sarcinii purtătorilor minoritari, scade și tensiunea pe joncțiune. Atît timp însă cît joncțiunea este polarizată direct, intensitatea curentului ce trece prin ea este practic determinată de parametrii circuitului exterior. Într-adevăr, din circuitul electric, a cărui schemă este dată în figura 3.28, rezultă că intensitatea curentului este

$$I_{inv. imp} = \frac{U_g - E_{depl} - U_d}{R_{m\bar{a}s}} \approx \frac{U_g - E_{depl}}{R_{m\bar{a}s}}$$

[la polarizarea directă a joncțiunii $U_d \leq (0,3 \div 0,8) V$, fiind valabilă inegalitatea $U_g - E_{depl} \gg U_d$]. Aceasta face ca la momentul de timp t_0 , intensitatea curentului să scadă, prin salt, cu mărirea

$$\Delta I = I_{dir} + I_{inv. imp},$$

după care să se stabilizeze la valoarea lui $I_{inv. imp}$, atît timp cît are loc resorbția purtătorilor care sînt în exces, din domeniul bazei.

La momentul de timp, t_1 , joncțiunea este polarizată în sens invers, întrucît densitatea de sarcină a purtătorilor minoritari acumulați în bază chiar pe frontiera stratului joncțiunii devine mai mică decît valoarea pe care o are în starea de echilibru, q_{p0} . Începe descreșterea intensității curentului ce trece prin joncțiune. Pe măsură ce purtătorii rămași în bază, după inversarea polarizării joncțiunii, sînt resorbiți în continuare (în figura 3.30 aceasta corespunde porțiunii hașurate cu pătrățele), intensitatea curentului scade și ea, tinzînd la valoarea sa de stabilizare, I_{inv} , determinată de curenții de origine termică și de curentul de scurgere.

Intervalul de timp cît are loc resorbția purtătorilor excedentari, pînă cînd joncțiunea este polarizată direct, este denumit timp de resorbție, t_{res} . Intervalul de timp în care intensitatea curentului printr-o diodă scade de la valoarea $I_{inv. imp}$ la valoarea $1,1 I_{inv}$, poartă



numele de timp de tăiere $t_{\text{tăiere}}$. Suma dintre timpul de resorbție și cel de tăiere, determinată de durata procesului tranzitoriu, când joncțiunea electron-gol este blocată, se numește timp de restabilire a curentului, τ_{restb} .

Timpul de resorbție este determinat de valoarea medie a timpului de trecere a domeniului bazei, de către purtătorii minoritari, τ_{TN} . Durata tăierii depinde de mărimea capacității de sarcină și de timpul de resorbire a restului de sarcini din bază, a cărui durată depinde și ea, la rândul său, de dispersia timpului de trecere a purtătorilor prin bază, în sens invers.

3.8. SCHEMA ECHIVALENTĂ A UNEI JONCȚIUNI ELECTRON-GOL

Pentru calcularea circuitelor ce includ joncțiuni $p-n$, se poate utiliza caracteristica volt-amperică a joncțiunilor. Nu întotdeauna însă, este convenabil să evaluăm influența împrăștierii parametrilor, folosind aceste caracteristici. În afară de aceasta, caracteristicile volt-amperice ridicate în regim staționar nu permit efectuarea de calcule pentru cazul acțiunii unor semnale de frecvență înaltă, sau în impulsuri. Din această cauză sîntem nevoiți să ne folosim de schemele echivalente ale joncțiunilor electron-gol.

Se pot deosebi două genuri de scheme echivalente: schemele echivalente pentru semnale mici și schemele echivalente pentru semnale puternice.

Schemele echivalente pentru semnale slabe se folosesc în cazurile cînd componenta variabilă a semnalului este sensibil mai mică față de componentele continue ale curentilor și tensiunilor, ceea ce face ca, într-o primă aproximație, să putem considera joncțiunea $p-n$ drept un element liniar. În acest caz se întrebuițează parametrii diferențiali, care sînt determinați de panta caracteristicii în punctul de lucru dat.

În cazurile însă cînd semnalul este comparabil, ca mărime, cu componenta continuă, se utilizează schemele echivalente pentru semnalele mari și parametrii integrali, care permit să se determine cu o precizie suficientă pentru practică valorile intensităților și tensiunilor.

Schema pentru cazul semnalelor mici

Schema echivalentă pentru cazul semnalelor mici, a unei joncțiuni $p-n$, este arătată în figura 3.31. În această schemă s-a ținut seama atît de elementele parazite, determinate de geometria detaliilor constructive (ale cristalului, carcsei, electrozilor, contactelor etc.), cît și de dispunerea lor relativă, unul față de altul, și, de asemenea, s-a

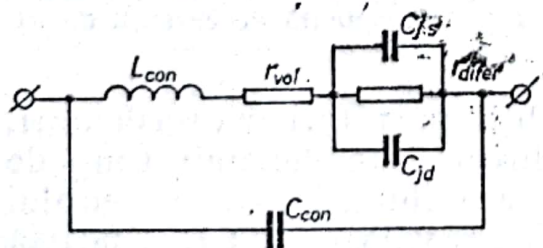


Fig. 3.31. Schema echivalentă a joncțiunii $p-n$ pentru semnale mici.

ținut cont de parametrii care caracterizează procesele fizice ce au loc într-o joncțiune electron-gol:

inductanța parazită constructivă L_{con} a cărei valoare reprezintă cîțiva, sau cîteva zeci, de nanohenry;

capacitatea parazită constructivă C_{con} care, de obicei, nu depășește zecimi de picofarad;

rezistența de volum¹

$$r_{vol} = r_b + r'_e \approx r_b,$$

aproximativ egală cu rezistența bazei, r_b fiind de cîțiva, sau de cîteva zeci, de ohmi; rezistența diferențială a joncțiunii r_{dif} , determinată de panta caracteristicii volt-ampereice, în punctul de lucru considerat;

capacitatea de sarcină a joncțiunii, exprimată prin formula (3.32);

capacitatea de difuzie² dată de formula (3.35).

Riguros vorbind, capacitatea C_{jd} este determinată de rezistența diferențială a unei joncțiuni ideale, r_{jd} , [vezi expresia (6.36)]. În calculele practice este comod însă să lucrăm cu rezistența diferențială a joncțiunii reale, r_j , a cărei mărime diferă puțin față de r_{jd} .

Rezistența diferențială a joncțiunii, r_{dif} , este dată de legarea în paralel a rezistenței diferențiale a joncțiunii propriu-zise

$$r_j = \frac{m\phi_T}{I + I_{T0}} \quad (3.39)$$

cu rezistența de scurgere, r_{sc} , adică

$$r_{dif} = \frac{r_j r_{sc}}{r_j + r_{sc}}. \quad (3.40)$$

Rezistența proprie a joncțiunii propriu-zise scade cu creșterea intensității curentului, I , care circulă prin joncțiune. Așa, de pildă, dacă $I + I_{T0} = 1\mu A$, rezistența r_j reprezintă o valoare de 25 kΩ, în timp ce pentru $I + I_{T0} = 1 mA$, scade pînă la valoarea de 25 Ω. Rezistența scurgerii, r_{sc} , are, de obicei, o valoare de sute de kilohmi sau de cîțiva megaohmi, influența sa făcîndu-se simțită, uneori, în cazul polarizării inverse.

Capacitatea de difuzie, C_{jd} , și capacitatea de sarcină, C_{js} , sînt incluse în schemele echivalente, ca elemente proprii, numai atunci cînd se rezolvă problemele legate de determinarea coeficientului de injecție al unei joncțiuni $p-n$. După cum s-a remarcat deja, curenții atît de descărcare, cît și de încărcare, a capacității C_{jd} sînt creați de fluxul purtătorilor minoritari, care contribuie la creșterea eficienței injecției, pe cînd capacitatea C_{js} , din contra, este descărcată, sau încărcată, prin curenții produși de fluxul purtătorilor de sarcină majoritari, care diminuează eficiența injecției. În acest caz este necesar să se evalueze individual curenții de descărcare sau încărcare a capacităților C_{jd} și C_{js} și să se conecteze separat capacitățile corespunzătoare în schemă. În cadrul rezolvării altor probleme însă, aceste capacități pot fi însumate, sîntînd joncțiunea cu o singură capacitate rezultantă:

$$C_j = C_{jd} + C_{js},$$

asa cum se arată în figura 3.32.

¹ Rezistențele bazei și emitorului includ în ele și rezistențele ohmice ale contactelor și electrozilor respectivi.

² Dacă lungimea regiunii bazei depășește de 2 — 3 ori lungimea de difuzie L , atunci $\tau_{TN} = \tau_{rN}$ (v. § 2.6).

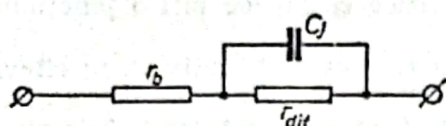


Fig. 3.32. Schema echivalentă a jonctiunii $p-n$ pentru semnale mici, simplificată.

Pentru o jonctiune care funcționează, fiind polarizată direct, se manifestă mai ales influența capacității de sarcină, considerându-se capacitatea totală, $C_j \approx C_{jd}$. În funcție de valoarea I a curentului și de timpul de trecere, τ_{TN} , luat în valoare medie [v. formula (3.35)], valoarea capacității de difuzie oscilează între câțiva picofarazi și sutimi de microfarad.

Atunci cînd se manifestă mai ales polarizarea inversă, capacitatea de sarcină C_{js} , a cărei valoare este în funcție de aria jonctiunii, de concentrația impurităților, sau a gradientului acestora, în stratul de jonctiune, cît și în funcție de tensiunea pe jonctiune, reprezintă câțiva picofarazi, pînă la sutimi de picofarad.

Pentru calculele tehnice, în majoritatea cazurilor schema echivalentă a unei jonctiuni electron-gol poate fi simplificată și adusă astfel la forma arătată în figura 3.32. În această schemă nu se ia în considerație acțiunea elementelor parazite L_{con} și C_{con} , a căror influență nu se manifestă, din cauza valorilor lor relativ mici, decît numai la frecvențe ce depășesc sute de megahertzi. Din această cauză influența acestor elemente devine comparabilă cu efectul capacității jonctiunii, C_j , numai în dispozitivele destinate utilizării în tehnica UIF. În schema echivalentă, simplificată, s-a ținut cont, de asemenea, de egalitatea aproximativă $r_{vol} \approx r_b$.

Schemele echivalente reprezentate în figurile 3.31 și 3.32 sînt valabile pentru orice fel de jonctiuni electron-gol, însă ținînd cont de următoarele restricții.

Pentru diodele tunel [37, 38] trebuie să se țină seama de faptul că rezistența diferențială a jonctiunii are semnul negativ ($r_{dif} = -\rho_T$), valoarea sa fiind determinată de panta caracteristicii volt-amperice în punctul de funcționare. Nu există capacitate de difuzie a jonctiunii, dat fiind că, practic, procesele de difuzie nu influențează funcționarea unei diode tunel.

Pentru diodele inversate [37], cînd sînt în stare de conductibilitate, capacitatea de difuzie va fi, de asemenea, egală cu zero.

Pentru diodele de prag [37], care funcționează în domeniul de străpungere, rezistența diferențială a jonctiunii r_{dif} , într-un punct de funcționare dat, este determinată de panta caracteristicii volt-amperice, în domeniul de străpungere, iar capacitatea de difuzie, $C_{jd} = 0$.

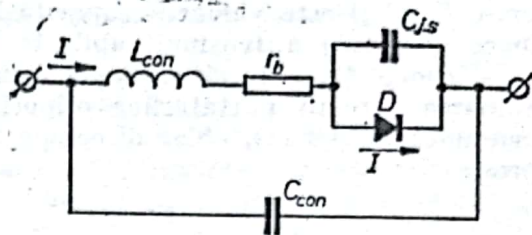
Schema echivalentă pentru semnal mare

În cazul cînd semnalul este puternic, jonctiunea electron-gol lucrează într-o gamă largă de valori ale tensiunii și intensității de curent, reprezentînd în această situație un element neliniar, ale cărui caracteristici se schimbă odată cu variația nivelului semnalului. Din această cauză, schemele pentru semnale mici, prezentate pînă aici, ale căror parametri sînt definiți prin mărimile diferențiale, devin inutilizabile pentru analiza funcționării unei jonctiuni $p-n$ în cazul unor semnale mari.

După cum este bine cunoscut, dependența intensității curentului ce trece printr-o jonctiune, față de tensiunea ce i se aplică, este dată de caracteristica volt-amperică care dealtfel este folosită tocmai pentru calculele corespunzătoare regimului staționar. Analiza proceselor tranzitorii, în regim de impuls, pe baza caracteristicii volt-amperice este însă dificilă. Din această cauză, în practica inginerescă se folosesc, de obicei, schemele echivalente. Totodată se preferă schemele simplificate, care permit evitarea calculelor laborioase și complicate, pe seama reducerii admise a rigurozității analizei respective.

Schema echivalentă a jonctiunii electron-gol pentru un semnal mare este prezentată în figura 3.33. Ca și în cazul schemei pentru semnalele mici, și aici efectul reactiv

Fig. 3.33. Schema echivalentă a unei joncțiuni $p-n$ pentru semnal mare.



al elementelor constructive este definit printr-o inductanță parazită, L_{con} , și o capacitate parazită, C_{con} . Particularitatea specifică a acestei scheme o constituie prezența elementelor neliniare: capacitatea de sarcină C_{js} , rezistența bazei r_b și dioda ideală D_{id} .

După cum se știe, valoarea capacității C_{js} variază substanțial, odată cu schimbarea tensiunii aplicate joncțiunii. Din această cauză, atunci cînd intervalul de variație a tensiunii este întins, curentul de sarcină este determinat de ecuația diferențială neliniară

$$i_{cs} = C_{js} \frac{dU_j}{dt} \quad (3.41)$$

Necesitatea rezolvării acestei ecuații cade, dacă se definește, nu valoarea exactă a intensității curentului i_{cs} , ci valoarea sa medie, conform formulei

$$\bar{i}_{cs} = \bar{C}_{js} \frac{\Delta U_j}{\Delta t} \quad (3.42)$$

în care

$$\bar{C}_{js} = \frac{\Delta Q_j}{\Delta U_j}$$

este capacitatea integrală a joncțiunii, definită pentru creșterea finală a tensiunii pe joncțiune. Se poate arăta că această capacitate se calculează cu ajutorul formulei

$$\bar{C}_{js} = C_{js}(U_{j1}) \frac{1 - \left(\frac{\varphi_D - U_j}{\varphi_D - U_{j1}} \right)^{1-n_c}}{(1 - n_c) \left(1 - \frac{\varphi_D - U_{j2}}{\varphi_D - U_{j1}} \right)} \quad (3.43)$$

Aici $C_{js}(U_{j1})$ este capacitatea diferențială a joncțiunii, determinată de expresia (3.32), pentru o tensiune pe joncțiune, $U_j = U_{j1}$, U_{j1} fiind valoarea inițială (sau finală) a tensiunii la care se află joncțiunea, U_{j2} este valoarea finală (sau inițială) a tensiunii pe joncțiune, n_c este exponentul puterii care definește variația capacității în funcție de tensiune [vezi (3.32)].

Așadar, capacitatea integrală a unei joncțiuni $p-n$, care se utilizează în calculele practice, ca fiind valoarea medie a lui C_{js} , este determinată de mărimea capacității diferențiale pentru una dintre valorile limită ale tensiunii, de limitele între care variază această tensiune și de coeficientul n_c . Valoarea exponentului n_c depinde de tehnologia de realizare a joncțiunii $p-n$ (vezi § 3.6). În cazurile întîlnite în practică, valorile limită ale tensiunilor, U_{j1} și U_{j2} , diferă între ele, de obicei, printr-un ordin de mărime, sau chiar mai mult. În aceste condiții formula (3.43) se simplifică:

$$\bar{C}_{js} = C_{js}(U_j) \frac{1}{1 - n_c} \quad (3.44)$$

unde $C_{js}(U_j)$ este valoarea capacității diferențiale pentru valoarea mai mare (în valoare absolută) a tensiunii aplicate pe joncțiune.

Dioda D_{id} este și ea un element neliniar, tensiunea pe ea fiind determinată de valoarea sarcinii purtătorilor minoritari. Sarcina purtătorilor de neechilibru, care se acumulează pe bază, chiar direct pe frontiera stratului de joncțiune, este dată de expresia

$$Q_j = Q_0 \left(\exp \frac{U_j}{m\varphi_T} - 1 \right), \quad (3.45)$$

în care $Q_n = Q - Q_0$ este sarcina purtătorilor de neechilibru;

$$Q = qS_j \text{ și } Q_0 = q_0S_j$$

sînt sarcinile totale ale purtătorilor minoritari, pe frontiera joncțiunii, respectiv, în starea de echilibru și de neechilibru.

Coeficientul m servește la evaluarea abaterii caracteristicii volt-amperice reale față de cea ideală, abaterea determinată de efectul curenților de recombinare-generare și a curentului canal¹.

Cu ajutorul diodei D_{id} se ține cont, de asemenea, de influența exercitată de procesele care au loc în bază, asupra caracteristicilor de impuls și de frecvențe înalte, ale joncțiunii. În cadrul schemei echivalente, aceste efecte erau caracterizate prin capacitatea diferențială. Atunci cînd, însă, semnalul este puternic, această capacitate devine o mărime esențialmente neliniară, ceea ce face ca, în acest caz, să se utilizeze pentru analiza proceselor tranzitorii o ecuație aproximativă pentru sarcina purtătorilor de neechilibru [36], acumulați pe frontiera joncțiunii, în baza diodei D_{id} . Această ecuație are următoarea formă:

$$\frac{dQ_{ac}}{dt} = -\frac{Q_{ac}}{\tau_{ac}} + \frac{\theta}{\tau_{ac}} \left(I_D + \tau_r \frac{dI_D}{dt} \right), \quad (3.46)$$

unde τ_{ac} este constanta de acumulare caracterizînd procesele de generare și recombinare a purtătorilor care se află în starea de echilibru dinamic; τ_r este constanta de timp a tăierii curentului diodei ce caracterizează dispersia timpului de deplasare a purtătorilor minoritari, $\theta = Q_0/I_{T0}$ este coeficientul de proporționalitate dintre sarcină și intensitatea curentului; I_D este componenta de difuzie a curentului care circulă prin joncțiune, iar I_{T0} este curentul de origine termică al joncțiunii.

Sensul fizic al ecuației (3.46) constă în următoarele. Sarcina purtătorilor de neechilibru variază în timp, mai întîi de toate, datorită generării și recombinării: primul dintre aceste procese determină o creștere a sarcinii cu mărimea Q_j/τ_{ac} pe cînd cel de al doilea, din contra, — o micșorare a sarcinii cu valoarea Q/τ_{ac} . Efectul total este luat în considerație de primul termen al ecuației (3.46),

$$\frac{Q_j}{\tau_{ac}} = \frac{Q - Q_0}{\tau_{ac}}.$$

Sarcina purtătorilor de neechilibru crește, în contul fluxului purtătorilor de sarcină minoritari, proporțional cu intensitatea curentului, I_D . Într-un regim nestaționar, din cauza dispersiei timpului de trecere a purtătorilor, variația sarcinii depinde, de

¹ Riguros vorbind, influența curentului de recombinare-generare și a curentului canal ar fi trebuit luate în considerație, prin conectarea unor diode suplimentare, în paralel cu dioda D_{id} . Aceasta ar fi determinat, însă, o complicație foarte serioasă a schemei echivalente, ceea ce face ca în practică, o astfel de schemă să nu se folosească, decît foarte rar.

asemenea, și de variația fluxului purtătorilor, adică, de intensitatea curentului. Dacă intensitatea crește cu viteza dI_D/dt , atunci sarcina purtătorilor minoritari va crește proporțional cu $\tau_t(dI_D/dt)$ [vezi ecuația (3.46)].

Ecuația (3.46) este valabilă pentru diodele cu baza largă ($W > L$). Dacă lărgimea bazei, W , este mai mică decât lungimea de difuzie, L , atunci timpul de stabilizare a sarcinii în bază este determinat de timpul mediu de trecere τ_{TN} . Din această cauză, pentru diodele cu baza îngustă, în ecuația sarcinii purtătorilor minoritari, care se acumulează pe frontiera stratului joncțiunii, în loc de constanta de acumulare τ_{ac} , trebuie să se ia τ_{TN} . În acest caz,

$$\frac{dQ_n}{dt} = -\frac{Q_n}{\tau_{TN}} + \frac{\theta}{\tau_{TN}} \left(I_D + \tau_t \frac{dI_D}{dt} \right). \quad (3.47)$$

Un alt element neliniar al schemei echivalente îl constituie rezistența de volum a bazei, r_b , a cărei valoare variază odată cu acumularea sau resorbirea purtătorilor de sarcină, determinînd modulația conductibilității bazei. Variația rezistenței r_b , determinată de modulație, se ia în considerare prin următoarea relație

$$r_b = \frac{r_{b0}}{1 + hQ_n}, \quad (3.48)$$

în care r_{b0} este sarcina bazei în cazul cînd concentrația purtătorilor de sarcină este cea de echilibru, iar h este un coeficient dimensional de proporționalitate, a cărei valoare se determină experimental.

Riguros vorbind, modulația rezistenței de volum r_b este determinată de sarcina purtătorilor de neechilibru, din întregul volum al bazei, Q_b . Calculul lui Q_b este însă mult mai complicat decât al lui Q_n . Dealtfel aceste două mărimi sînt proporționale între ele. Din această cauză, în ecuația care descrie modulația lui r_b , Q_b poate fi înlocuit prin Q_n , modificînd în mod corespunzător valoarea coeficientului de proporționalitate h .

Utilizînd schema echivalentă reprezentată în figura 3.33, se pot analiza, cu suficientă rigurozitate [36], caracteristicile în regim de impulsuri ale joncțiunii, a căror descriere calitativă a fost dată în § 3.7.

4.1. CLASIFICAREA TRANZISTORILOR BIPOLARI ȘI TEHNOLOGIA DE FABRICARE

Tranzistorii sînt dispozitive semiconductoare utilizate pentru amplificarea puterii semnalelor electrice. În prezent au căpătat o largă răspîndire tranzistorii bipolari și cei unipolari.

Acest capitol este consacrat tranzistorilor bipolari. Din această clasă de tranzistori fac parte dispozitivele semiconductoare care sînt formate din două joncțiuni electron-gol care sînt în interacțiune între ele.

În zilele noastre o largă utilizare au căpătat două tipuri de tranzistori planari: tranzistorii de difuzie și tranzistorii drift.

Tranzistorii de difuzie se produc și se livrează în două variante — de tipul $p-n-p$ și de tipul $n-p-n$. Pentru obținerea tranzistorilor de difuzie de tipul $p-n-p$ se aplică, de obicei, metoda alierii (§ 3.1). Tranzistorii de tipul $n-p-n$ se produc, atît prin metoda alierii, cît și prin metoda realizării joncțiunilor prin tragerea monocristalului din topitură. Tendința de reducere a dimensiunilor tranzistorilor de aliere, capabili să lucreze la frecvențe cît mai înalte, a condus la realizarea tranzistorilor de microaliere, care se produc prin metoda depunerii electrolitice.

Metodele de fabricare enumerate permit obținerea de tranzistori la care, în starea de echilibru, nu există cîmpul electric, dat fiind că impuritățile sînt distribuite uniform în bază. Pentru acești tranzistori este caracteristic mecanismul mișcării prin fenomenul de difuzie a purtătorilor minoritari din bază, din care cauză ei sînt numiți, cum este și normal, tranzistori de difuzie.

Tranzistorii drift se realizează prin metoda difuziei impurităților în cristalul semiconductor. Difuzia impurităților se poate produce, atît în interiorul cristalului, cît și prin suprafața acestuia, din surse exterioare (în mod obișnuit, din faza gazoasă). În cazul difuziei, impuritățile din bază se distribuie neuniform, avînd drept consecință apariția unui cîmp electric care antrenează purtătorii de sarcină minoritari într-o mișcare accelerată, dinspre emitor spre colector.

În acest caz, mecanismul de deplasare a purtătorilor de sarcină nu este atât cu caracter de difuzie, cât mai degrabă de drift, acești tranzistori purtând numele, tocmai din această cauză, de tranzistori drift.

Tranzistorii drift se livrează, și ei, tot în două variante : de tipul $p-n-p$ și de tipul $n-p-n$. Domeniul bazei acestor tranzistori se obține prin metoda difuziei, ceea ce face ca, în cazul clasificării în funcție de tehnologia de fabricație — ca criteriu — să fie uneori denumiți tranzistori cu bază de difuzie. Aici, atât joncțiunea de emitor, cât și cea de colector, pot fi formate prin oricare dintre metodele de obținere a joncțiunilor $p-n$, enumerate mai sus.

După cum se știe deja (vezi § 3.1) există șase procedee de formare a joncțiunilor $p-n$. În cadrul fabricării tranzistorilor, deseori se combină unele dintre metodele tehnologice cu altele. Din această cauză, în afara celor șase grupuri de bază de tranzistori (trași din topitură, aliați, de difuzie, epitaxiali, fabricați prin procedeul electromecanic și prin aliere ionică), există o întreagă serie de tranzistori care se fabrică prin îmbinarea a două și chiar a trei metode tehnologice diferite. Din această cauză, o schemă completă de clasificare a diferitelor tipuri de tranzistori trebuie să fie întocmită ținând cont de toate combinațiile posibile a procedeele tehnologice elaborate în prezent, pentru obținerea de joncțiuni $p-n$. Cea mai completă este schema de clasificare elaborată de personalul tehnic al secției de tranzistori de la firma Texas Instruments [20]. Această schemă este reprezentată, cu unele simplificări, în figura 4.1. În cele ce urmează se dau explicațiile necesare pentru înțelegerea acestei scheme și sunt expuse foarte succint particularitățile tehnologice ale diferitelor grupuri de tranzistori care au fost cuprinși în această schemă de clasificare.

În această schemă sunt cuprinse, nu numai metodele vechi de fabricație a tranzistorilor, ci și-au găsit oglindire toate procedeele moderne actuale, în ciuda faptului că schema a fost întocmită la începutul deceniului al șaselea. În această perioadă alierea ionică se afla abia în stadiul încercărilor de laborator, încât nu este inclusă în schemă.

Din punct de vedere istoric, primul dintre tranzistorii planari este tranzistorul crescut din topitură, care s-a realizat printr-o dublă aliere, adică prin adăugarea consecutivă în aliajul din care se trage cristalul, a impurităților de tip p și de tip n . O varietate¹ a tranzistorului crescut este și tranzistorul crescut cu viteză variabilă, în cadrul formării căruia schimbarea naturii conductibilității se realizează prin modificarea vitezei de tragere a cristalului din topitura în care au fost adăugate impuritățile de tipul p și de tipul n . O perfecționare a acestei metode a condus la elaborarea tranzistorilor cu fuziune reținută. În acest caz, viteza de tragere este variată între limite nu prea mari, în vederea micșorării constantei termice a cristalului. Aceasta permite o micșorare a lărgimii bazei, măbind prin aceasta frecvența tranzistorului.

¹ În schema de clasificare varietățile de tranzistori sunt desemnate prin săgeți (vezi figura 4.1).

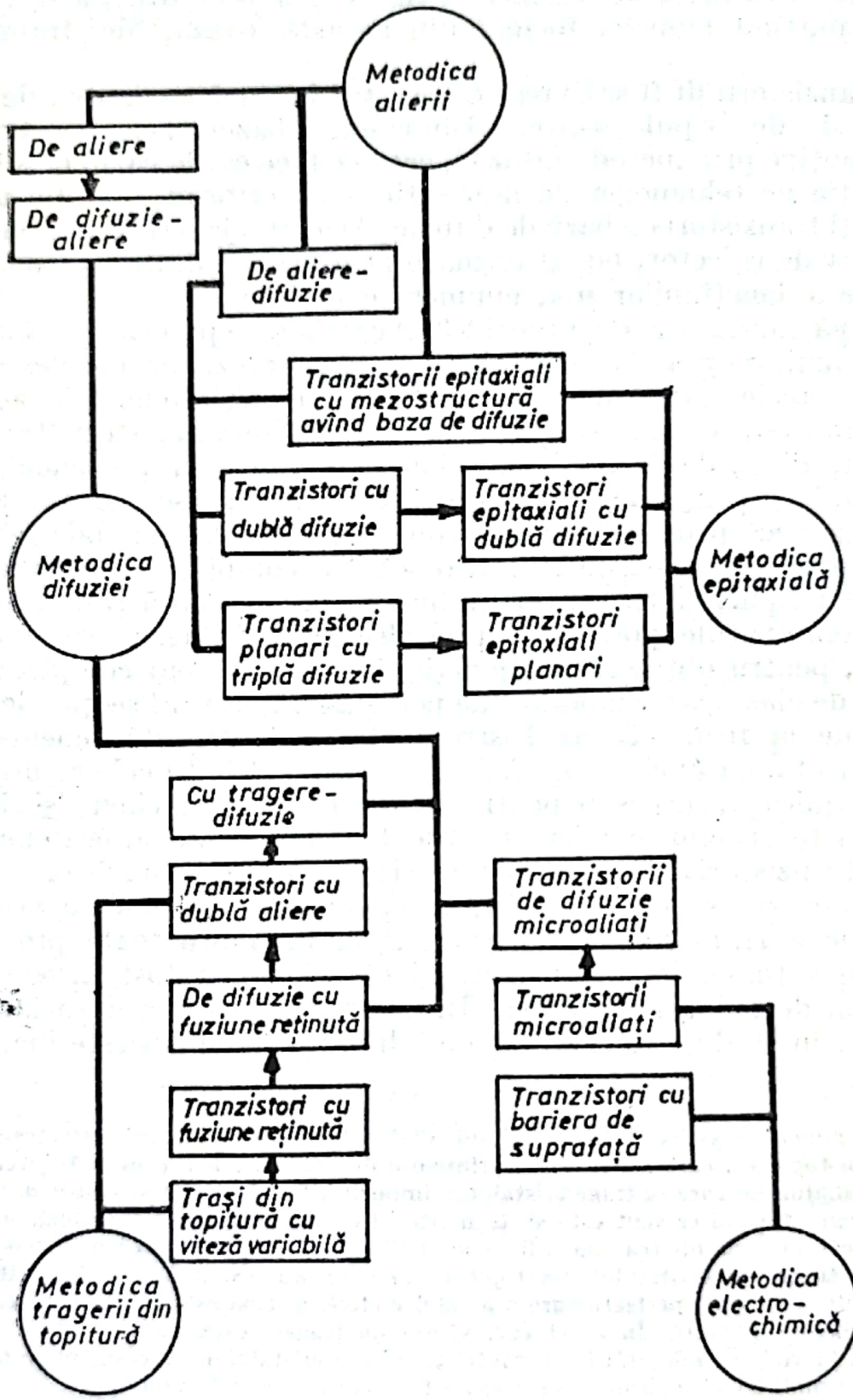
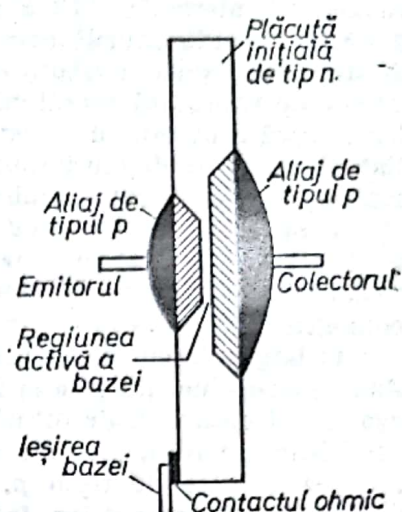


Fig. 4.1. Schema de clasificare a tranzistorilor bipolari.

Fig. 4.2. Reprezentarea schematică a unui tranzistor de aliere.



Prin îmbinarea tehnologiei difuziei cu dubla aliere și cea cu fuziunea reținută se realizează tranzistorii cu tragere-difuzie și tranzistorii de difuzie cu fuzionare reținută: în timpul tragerii cristalului din topitură se produce concomitent difuzia impurităților din faza gazoasă, datorită căreia se obțin tranzistori cu baza de difuzie.

Perfecționarea ulterioară a tehnologiei dispozitivelor semiconductoare a condus la elaborarea metodicii de obținere a joncțiunilor $p-n$ prin aliere. Prin acest procedeu este realizat tranzistorul de aliere (fig. 4.2), la care atât joncțiunea emitor, cât și joncțiunea colector sunt obținute prin fuziunea aliajului pe cele două fețe opuse ale plăcuței inițiale.

Îmbinarea tehnologiei de aliere cu cea de difuzie a permis obținerea primilor tranzistori de drift. Pe această cale se fabrică tranzistorii de difuzie-aliere și de aliere-difuzie. Primul dintre aceștia (fig. 4.3) se obține prin următorul procedeu: plăcuța de semiconductor este supusă difuziei, obținându-se ca rezultat al acestei operații o regiune a bazei neomogenă, după care se realizează, prin aliere, joncțiunile emitorului și colectorului. Pentru obținerea unui tranzistor de aliere-difuzie (fig. 4.4), în aliajul topit se introduc atât impurități donoare, cât și acceptoare. În cadrul alierii se formează joncțiunea emitor. Concomitent cu aceasta are loc o difuzie a impurităților din topitură în profunzimea cristalului, grație căreia ia naștere un strat bază de difuzie, cu o distribuție neechilibrată a impurității acceptoare sau donoare (în funcție de care dintre cele două feluri de impurități conținute în stratul topit difuzează mai profund). Drept colector servește plăcuța inițială. Într-o altă variantă, plăcuța inițială are același tip de conductibilitate electrică, ca și cea a domeniului bazei. În acest caz, joncțiunea emitor se realizează, ca și regiunea bazei, prin metoda difuziei, pe cînd pentru formarea joncțiunii de colector, se aplică alierea.

După cum se știe, în scopul micșorării joncțiunilor, se apelează la tehnologia electrochimică. După această tehnologie se obțin tranzistorii cu barieră de suprafață și

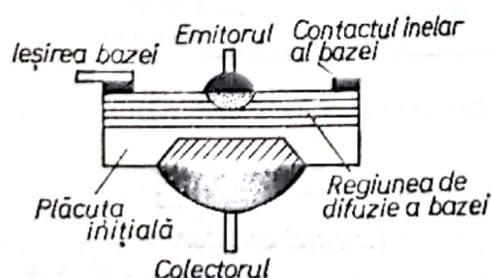


Fig. 4.3. Reprezentarea schematică a unui tranzistor cu difuzie-aliere.

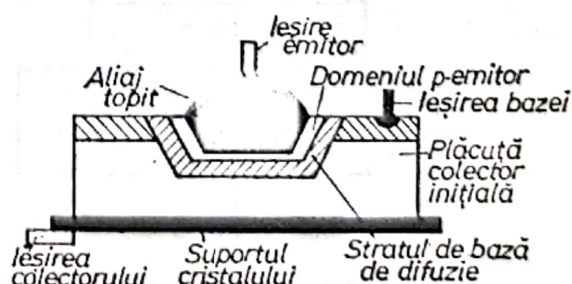


Fig. 4.4. Reprezentarea schematică a unui tranzistor cu aliere-difuzie.

tranzistorii microaliați. În acești tranzistori, domeniile emitorului și cel al colectorului se dispun în adânciturile care se imprimă prin coroziune pe cele două fețe opuse ale plăcuței de semiconductor, care servește drept domeniu bază. Într-un tranzistor cu barieră de suprafață joncțiunile emitorului și colectorului se realizează prin depunerea electrolitică a metalului corespunzător în adânciturile menționate. În tranzistorul microaliaț, mai întâi se depun impuritățile în adânciturile corodate, după care se plantează, prin topire, în plăcuța semiconductoră inițială.

Prin îmbinarea tehnologiei de difuzie și a celei de microaliere, se obține tranzistorul de difuzie microaliaț în cazul cărui, tehnologia de fabricare cuprinde ca operație prealabilă tratării electrochimice, difuzia din faza de gaz, în scopul formării domeniului neomogen al bazei.

O largă răspândire în practică au căpătat-o tranzistorii drift în care, prin metoda difuziei, se obține, nu numai baza, ci și emitorul. Aceștia sînt tranzistorii care au atât baza, cît și emitorul, de difuzie, sau cum li se mai spune, tranzistori de dublă difuzie, la fabricarea cărora, prin difuzia simultană din faza de gaz, atât a impurităților de tip n , cît și a celor de tipul p , se obțin domeniile emitorului și al bazei. După această tehnologie, în prezent se fabrică, de asemenea, mezatranzistorii, cît și tranzistorii planari. În primul dintre aceștia, după dubla difuzie, prin corodarea anumitor porțiuni din emitor și din bază, se formează regiunea activă a tranzistorului sub forma unei mezastructuri (fig. 4.5). La fabricarea tranzistorului planar (fig. 4.6) difuzia se realizează prin ferestrele făcute în stratul de oxid.

Se utilizează și difuzia triplă, în cadrul căreia toate cele trei regiuni active ale tranzistorului, adică emitorul, baza și colectorul, se obțin pe calea difuziei.

În ultimul timp se folosește, pentru obținerea tranzistorilor drift, tehnologia epitaxială care permite creșterea unei pelicule monocristaline pe un suport de semiconductor oricare ar fi conductibilitatea acestuia. Prin această tehnologie se obțin tranzistorii de drift cu colector epitaxial, care sînt dispozitive de tipul $p-n-\pi-p$ sau de tipul $n-p-v-n$. Într-un tranzistor epitaxial se formează, între domeniile bazei și colectorului, un strat fie cu conductibilitate de goluri (strat π), fie cu conductibilitate electronică (strat v). Stratul cu rezistența ohmică mare se obține prin creșterea epitaxială a unei pături cu rezistență ohmică ridicată semiconductoră monocristalină, pe suportul care are o rezistență ohmică redusă constituind domeniul colectorului. Regiunea bazei se obține, însă, prin difuzie; este așa-numitul tranzistor cu baza de difuzie. Prin același procedeu se obține și tranzistorul epitaxial cu dublă difuzie (fig. 4.6). Avantajele cele mai importante ale tranzistorilor cu colector epitaxial constau în faptul că au o capacitate de sarcină a colectorului de valoare mai mică, o rezistență de volum mai mică a corpului colectorului și un timp mai mic de acumulare a purtătorilor în domeniul colectorului, în comparație cu tranzistorii corespunzători, neepitaxiali.

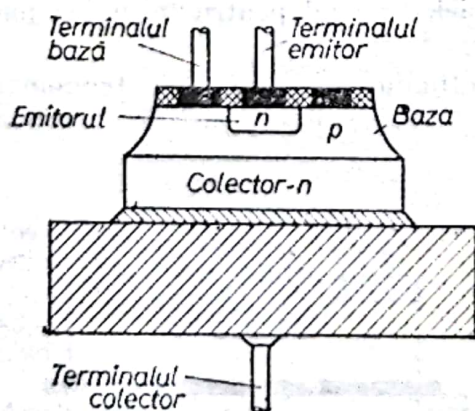


Fig. 4.5. Reprezentarea schematică a tranzistorului cu mezastructură planară, cu dublă difuzie.

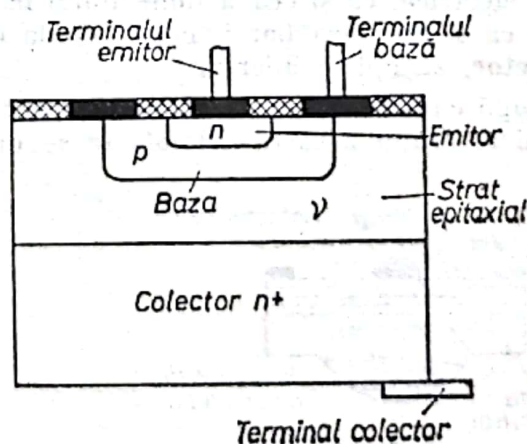


Fig. 4.6. Reprezentarea schematică a unui tranzistor epitaxial-planar cu dublă difuzie.

În prezent se utilizează pentru fabricarea tranzistorilor bipolari în special metoda difuziei și a creșterii epitaxiale. Alierea ionică (vezi § 3.1), care, de asemenea, reprezintă o metodă modernă de implantare a impurităților în semiconductor, se aplică îndeosebi la obținerea tranzistorilor MIS unipolari [39]. Fabricarea tranzistorilor discreți se realizează mai ales prin tehnologiile epitaxialo-planară și mezaplanară [40]. Pentru obținerea tranzistorilor în cadrul microelectronicii se utilizează [41] cu precădere tehnologia epitaxialo-planară. În cadrul acestei tehnologii se procedează astfel: pe un suport comun, de exemplu, din siliciu de tipul p , se formează prin difuzie, mai întâi, un strat colector de tipul n^+ , ascuns (fig. 4.7), care constituie colectorul format din semiconductorul cu rezistența ohmică redusă. După aceasta se crește stratul epitaxial de tip n , cu o grosime de 7—10 micrometri. Pentru realizarea bazei se procedează la o difuzie de tipul p , iar emitorul se obține cu ajutorul difuziei n^+ . În scopul izolării tranzistorilor realizați pe același suport, difuzia stratului p^+ se face în așa fel, încât acest strat cu rezistența ohmică redusă să se contopească cu suportul de tipul p .

În secțiunile ce urmează, tranzistorii sînt clasificați în special după mecanismul deplasării purtătorilor minoritari, cu alte cuvinte, sînt grupați în tranzistori de difuzie și tranzistori drift. Trebuie să subliniem faptul că acești termeni indică numai mecanismul caracteristic de deplasare a purtătorilor de sarcină. În regiunea bazei unui tranzistor de difuzie, concomitent cu difuzia purtătorilor minoritari poate avea loc și driftul. În același timp, în baza unui tranzistor drift, ia naștere un flux dirijat al purtătorilor de sarcină minoritari, determinat nu numai de acțiunea cîmpului electric, ci și de difuzie.

Așadar, vom denumi tranzistor de difuzie, tranzistorul în regiunea bazei căruia impuritățile sînt distribuite omogen. În baza tranzistorilor drift însă, impuritățile sînt distribuite neuniform. În figura 4.8 este reprezentată distribuția concentrației impurităților, $N(x)$, după direcția difuziei din regiunea bazei unui tranzistor de drift. În această figură N_0 este concentrația inițială a impurităților din plăcuța de semiconductor inițială, N_D fiind concentrația superficială

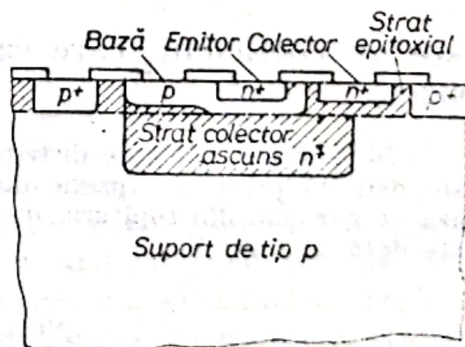


Fig. 4.7. Reprezentarea schematică a unei structuri de tranzistori, fabricată prin tehnologia epitaxialo-planară.

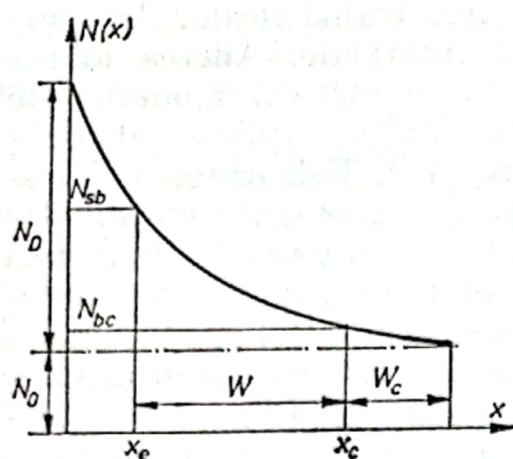


Fig. 4.8. Distribuția concentrației impurităților în baza unui tranzistor drift.

a atomilor ce difuzează, W este lărgimea de lucru a bazei, iar W_c — lărgimea colectorului. Concentrația impurităților din bază, N_{be} , este la joncțiunea emitorului, de regulă, cu câteva ordine de mărime mai ridicată decât concentrația impurităților din joncțiunea colectorului, N_{bc} .

Dacă impuritățile sînt distribuite în bază după o lege exponențială, de forma

$$N(x) = N_{be} \exp \left(-2\eta \frac{x - x_e}{W} \right),$$

atunci va apărea un cîmp intern, a cărui intensitate E_0 rămîne constantă de-a lungul bazei. Conform cu formula (2.43), se poate deduce că

$$E_0 \approx -\varphi_T \frac{dN(x)}{dx} \Big|_{N(x)} = 2\eta \frac{\varphi_T}{W},$$

în care

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{N_{be}}{N_{bc}}$$

este un coeficient, care caracterizează gradul de neomogenitate al bazei.

În realitate, legea de distribuție a impurităților în domeniul bazei unui tranzistor este definită printr-o expresie mai complicată [42]. În cazul cînd difuzia se face din faza de gaz, sau din topitură, distribuția concentrației impurităților în direcția difuziei este dată de formula:

$$N(x) = N_D \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2L_D} \right) + N_0,$$

în care

$$\operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2L_D}\right) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{2L_D}} e^{-z^2} dz$$

este funcția complementară a integralei Gauss a erorilor, L_D fiind lungimea de difuzie.

Cînd difuzia se face dintr-un strat subțire (concentrația difuzantului scăzînd, în acest caz, cu trecerea timpului), descreșterea concentrației impurităților se produce după o lege Gauss,

$$N(x) = \frac{dN_D}{2L_D \sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{x}{2L_D}\right)^2\right] + N_0,$$

în care d este grosimea stratului din care se produce difuzia.

Pentru aceste legi de distribuție a impurităților, menționate aici, intensitatea cîmpului, E_0 , nu va mai fi constantă de-a lungul bazei: ea crește aproape liniar, de la emitor către colector

$$E_0(x) = E_{0e}[1 - (x - x_0)/2L_D],$$

unde E_{0e} este intensitatea cîmpului din bază, pe joncțiunea emitorului.

În demonstrațiile ce urmează, vom considera intensitatea cîmpului în bază constantă și egală cu

$$E_0 \approx 2\gamma \frac{\varphi_T}{W} = \frac{\varphi_T}{W} \ln \frac{N_{be}}{N_{bc}}. \quad (4.1)$$

Dacă la calcularea parametrilor tranzistorului se ia valoarea medie a intensității cîmpului din bază, atunci valorile aproximative, astfel obținute, nu diferă decît cu puțin de valorile obținute prin calcule riguroase [43].

4.2. PARTICULARITĂȚILE CARACTERISTICE ALE TRANZISTORULUI ȘI ALE JONCȚIUNILOR $p-n$ DIN TRANZISTORI

Amplificarea tensiunii și a puterii

Funcția de amplificare a unui tranzistor se manifestă cel mai pregnant în cazul conectării sale normale. Este denumită legare normală, conectarea în cadrul căreia joncțiunea emitor este polarizată direct, pe cînd joncțiunea colector este polarizată invers. În figura 4.9 este prezentată schema conectării normale a unui tranzistor $p-n-p$, fiind date și diagrama energetică, graficul distribuției potențialului electrostatic și reprezentarea convențională a fluxului

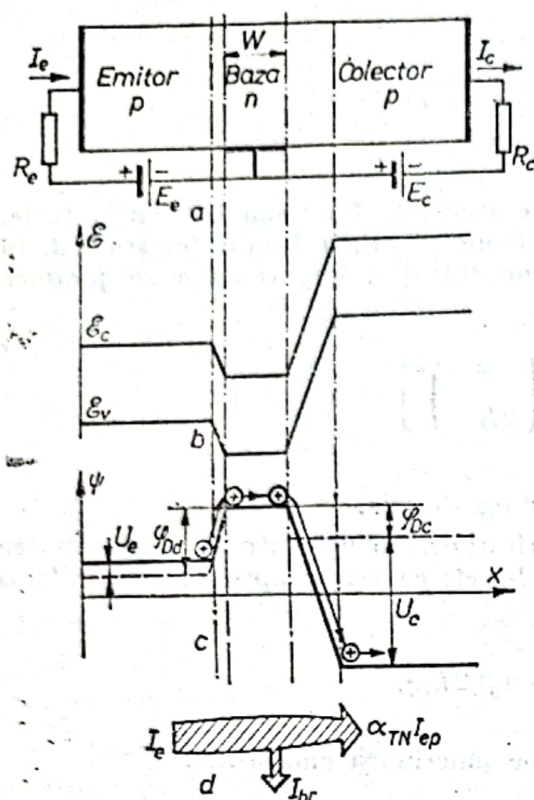


Fig. 4.9. Tranzistor de tipul $p-n-p$ conectat normal:

a —schema de conectare; b —graficul distribuției potențialului electrostatic; c —fluxul gurilor.

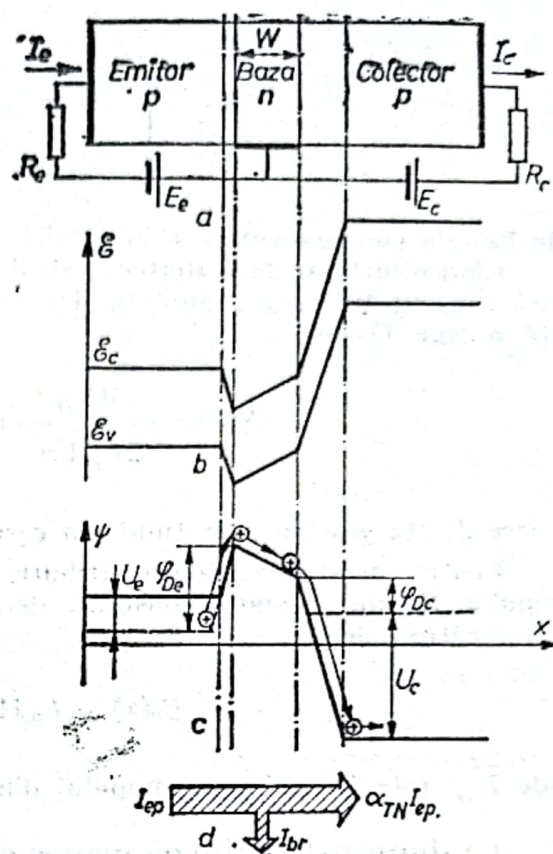


Fig. 4.10. Tranzistor drift de tipul $p-n-p$ conectat normal:

a —schema de conectare; b —diagrama energetică; c —graficul distribuției potențialului electrostatic; d —fluxul gurilor.

de guri, corespunzătoare acestei polarizări. Toate demonstrațiile ulterioare sînt valabile, în aceeași măsură, și pentru tranzistorii $n-p-n$, dacă în deducerile respective gurile se înlocuiesc prin electroni și invers, electronii — prin guri.

Să ne imaginăm că curentul prin joncțiunea emitor este egal cu zero ($I_e = 0$). În acest caz, prin joncțiunea colector, care este conectată invers, cînd tensiunea $|U_c| \geq (3 \div 4) \varphi_T$, va circula curentul generat termic, al acestei joncțiuni

$$I_{CT} = I_{CTn} + I_{CTp}.$$

Prima dintre componentele acestui curent I_{CTn} este creată de fluxul electronilor care trec din colector în bază; cea de a doua componentă, I_{CTp} — de fluxul gurilor care trec din bază în colector (aceste guri iau naștere în bază ca rezultat al generării). Gurile pot trece în regiunea bazei și din emitor, dacă joncțiunea emitorului se polarizează în sens direct (fig. 4.9, c). În acest caz, gurile care apar în bază, datorită injectiei emitorului difuzează, la fel ca și gurile pro-

venite ca rezultat al generării, către joncțiunea colectorului, pătrunzînd liber, fără a întîmpina nici un obstacol, în domeniul colectorului. Desigur, către colector trec numai o parte dintre goluri: restul se pierd în bază, din cauza recombinării, determinînd apariția curentului de recombinare, I_{br} , care circulă prin electrodul bazei.

În figura 4.10 este reprezentată schema legării normale a unui tranzistor drift, de tipul $n-p-n$ și sînt date graficele corespunzătoare. Spre deosebire de cazul tranzistorului de difuzie, în baza tranzistorului drift nivelurile energetice sînt curbate. Aceasta este consecința directă a distribuirii neuniforme a impurităților, care conduce la formarea cîmpului electric intern, cel care contribuie la antrenarea purtătorilor de sarcină minoritari, într-o mișcare mai rapidă, de la emitor către colector.

Exact la fel ca și în cazul tranzistorului de difuzie, la o polarizare directă a joncțiunii emitorului, în baza unui tranzistor drift pătrund golurile. Sub acțiunea cîmpului intern, golurile se deplasează în virtutea driftului către joncțiunea colector. Concomitent cu driftul golurilor se produce și difuzia lor, dat fiind că în bază ia naștere un gradient al concentrației acestora. Golurile care au ajuns pînă la stratul joncțiunii pătrund în colector, dînd naștere curentului din circuitul colectorului. Totodată, datorită recombinării unei părți dintre golurile din bază, apare curentul de recombinare I_{br} (figura 4.10, *d*).

Prin urmare, în cazul conectării directe a joncțiunii emitorului, prin circuitul de colector al tranzistorului trece în sens direct un curent de intensitate,

$$I_c = I_{ep} - I_{br} + I_{cr},$$

în care I_{ep} este componenta de goluri a curentului emitorului. Dacă se conectează în circuitul colectorului o rezistență R_c de mărime potrivită, se poate obține, în acest caz, o creștere substanțială a tensiunii. Într-adevăr, la o deplasare a joncțiunii emitor cu o tensiune de ordinul lui (0,3–0,5) V, curenții emitorului, I_e , și colectorului, I_c , se apropie de valorile lor nominale. Dacă rezistența R_c se alege plecînd de la condiția

$$R_c \approx \frac{E_c}{I_c},$$

atunci căderea de tensiune pe această rezistență, ce revine curentului I_c , va fi de aproximativ valoarea lui E_c , care, de obicei, este mai mare decît $U_e = (0,3-0,5)$ V.

Tensiunea poate fi ridicată și cu ajutorul unui transformator corespunzător. Însă tranzistorul asigură, concomitent cu ridicarea tensiunii, și amplificarea puterii semnalelor electrice, aplicate la intra-

rea sa. În exemplul examinat, puterea cheltuită la intrarea tranzistorului este

$$P_{in} = I_e U_e,$$

pe cînd puterea debitată la ieșire va fi

$$P_{ieș} = (I_{ep} - I_{er}) U_c.$$

În vederea ridicării valorii factorului de amplificare este necesar :

În primul rînd, să se micșoreze intensitatea curentului de recombinare din bază, I_b , în scopul măririi fluxului de purtători de sarcină minoritari, care pătrund în colector ;

În al doilea rînd, să se micșoreze intensitatea curentului purtătorilor de sarcină majoritari, care părăsesc baza, prin joncțiunea emitorului, dat fiind că fluxul lor nu provoacă o variație a intensității curentului colectorului și, deci, nu contribuie la amplificarea puterii semnalelor electrice.

Pentru realizarea primei dintre condiții se cer anumite caracteristici pe care trebuie să le aibă domeniul bazei unui tranzistor. Cea de a doua condiție se realizează mai ales prin alegerea corespunzătoare a parametrilor pe care trebuie să-i aibă domeniul emitorului.

Transportul purtătorilor de sarcină minoritari și particularitățile domeniului bazei

Cînd traversează domeniul bazei, o parte dintre purtătorii de sarcină minoritari se recombina cu electronii ; ei nu mai ajung deci la joncțiunea colectorului, dînd naștere curentului de recombinare, I_{br} . Să vedem care sînt parametrii tranzistorului, care determină valoarea intensității curentului de recombinare. Să presupunem că în intervalul de timp cît durează, în medie, trecerea purtătorilor, τ_{TN} , în bază pătrund p goluri, adică componenta de goluri a intensității curentului emitorului este egală cu

$$I_{ep} = \frac{ep}{\tau_{TN}}.$$

Ca rezultat al recombinației, în domeniul bazei dispar în unitatea de timp p/τ_{rN} goluri. Rezultă deci că, pe durata timpului de trecere τ_{TN} , cît golul se află în bază, fluxul lor slăbește cu mărimea $p\tau_{TN}/\tau_{rN}$. În această situație, va lua naștere un curent de recombinare a cărui intensitate este proporțională cu $ep \tau_{TN}/\tau_{rN}$. Prin urmare, fluxul pur-

tătorilor de sarcină minoritari, care ating în final joncțiunea de colector, formează curentul

$$I_{ep} \left(1 - \frac{\tau_{TN}}{\tau_{rN}} \right) = I_{ep} \alpha_{TN}.$$

Atenuarea intensității fluxului este caracterizată de coeficientul de transport al purtătorilor de sarcină minoritari în bază, α_{TN} , egal aproximativ cu

$$\alpha_{TN} \approx 1 - \frac{\tau_{TN}}{\tau_{rN}}. \quad (4.2, a)$$

Ținând seama de faptul că

$$\tau_{TN} = \alpha_{TN} \sigma_{TN}^*$$

(vezi § 2.6), obținem formula de calcul a coeficientului de transport

$$\alpha_{TN} \approx \frac{1}{1 + \frac{\tau_{TN}^*}{\tau_{rN}}}, \quad (4.2, b)$$

unde τ_{TN}^* este timpul de trecere mediu al purtătorilor de sarcină minoritari prin bază, determinat fără a ține seama de slăbirea fluxului lui.

Coeficientul de transport al purtătorilor de sarcină este determinat de parametrii caracteristici ai cristalului semiconductor din regiunea bazei (de timpul de viață al purtătorilor minoritari, τ , de mobilitatea, μ , a purtătorilor), de potențialul electrostatic, de configurația bazei și dimensiunile geometrice ale acesteia. Baza tranzistorului este formată, în general, din trei regiuni: activă, pasivă și laterală (fig. 4.11). Fluxul orientat normal se formează în zona activă deoarece cea mai importantă masă a purtătorilor de sarcină, injectați de către emitor, este captată de către colector (tocmai în acest scop, aria colectorului este de dimensiuni mai mari față de aria emitorului).

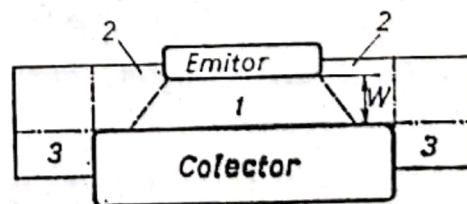


Fig. 4.11. Secțiunea unui tranzistor:

Regiunile bazei: 1 — activă; 2 — pasivă; 3 — laterală.

Regiunea activă a bazei unui tranzistor cu difuzie este o regiune omogenă, în care timpul de existență al purtătorilor de sarcină minoritari, τ , cât și mobilitatea lor, μ , rămân constante. De-a lungul bazei rămâne constant și potențialul electrostatic, ψ . Datorită acestui fapt, timpul de viață mediu al purtătorilor, pentru fluxul orientat normal, τ_{TN} , va fi deci egal cu timpul de existență, τ , al purtătorilor. Conform cu formula (2.28, a), timpul mediu de traversare a bazei de către purtători, τ_{TN}^* , este dat de expresia

$$\tau_{TN}^* = \frac{1}{S_{c.a}} \int_{S_{c.a}} \int_0^W e^{-\frac{\psi}{\varphi_T}} \int_l^W \frac{e^{\frac{\psi}{\varphi_T}}}{D} \cdot d\xi dl dS = \frac{W^2}{2D}, \quad (4.3, a)$$

unde $S_{c.a}$ este aria porțiunii active a joncțiunii colectorului, prin care sînt captați purtătorii minoritari injectați de emitor.

Mărimea

$$\tau_D = \frac{W^2}{2D}$$

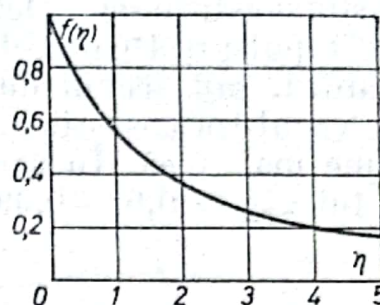
este numită, de obicei, timp de difuzie mediu.

Regiunea activă a bazei unui tranzistor drift este esențial neomogenă. Totodată, în ea are loc o variație considerabilă a timpului de viață și a mobilității purtătorilor de sarcină de-a lungul bazei. Timpul de viață al purtătorilor, τ , este mai mic la joncțiunea emitorului, dat fiind că în această regiune, concentrația impurităților care reprezintă defectele este mare favorizînd deci recombinarea. Timpul de viață mediu al purtătorilor pentru fluxul orientat normal, τ_{TN} , definit prin formula (2.39) va fi foarte apropiat, ca valoare, de mărimea sa, în vecinătatea joncțiunii emitorului. Pentru determinarea timpului de trecere mediu al purtătorilor, τ_{TN}^* , trebuie să fie cunoscută dependența mobilității purtătorilor minoritari, μ , și a potențialului electrostatic, ψ , față de concentrația purtătorilor pe întreaga întindere a bazei. Pentru evaluarea proprietăților fizice ale tranzistorului ne putem folosi de valorile medii ale lui μ și E_0 , considerîndu-le ca fiind constante. În acest caz, τ_{TN}^* se va determina folosind expresia aproximativă :

$$\tau_{TN}^* \approx \frac{1}{S_{c.a}} \int_{S_{c.a}} \int_0^W e^{-2\eta \frac{x}{W}} \int \frac{e^{2\eta \frac{x}{W}}}{D} d\xi dl dS = \frac{W^2}{2D} f(\eta). \quad (4.3, b)$$

Graficul funcției,

$$f(\eta) = \frac{1}{\eta^2} (\eta - e^{-\eta} \operatorname{sh} \eta),$$

Fig. 4.12. Graficul funcției $f(\eta)$.

care caracterizează influența câmpului electric intern, pe timpul cât durează trecerea purtătorilor, este reprezentat în figura 4.12.

Așadar, pentru a mări coeficientul de transport la purtătorilor, α_{TN} , este necesar să micșorăm timpul de trecere al purtătorilor, τ_{TN}^* , și să mărim timpul lor de viață mediu, τ_{rN} .

Micșorarea lui τ_{TN}^* se poate obține în contul îngustării lărgimii bazei, W , evident însă numai pînă la o anumită limită. În primul rînd, odată cu reducerea grosimii bazei, crește rezistența de volum a bazei, r_b , ceea ce provoacă o distorsionare mai accentuată la frecvențele înalte, determinată de influența capacității de sarcină a colectorului C_c , iar drept consecință, o micșorare a fidelității de amplificare a tranzistorului (vezi § 5.10). Grosimea optimă a bazei, pentru care factorul de fidelitate atinge valoarea sa maximă, este egală, pentru tranzistorii de difuzie, cu circa 10—20 microni. Pentru tranzistorii drift, valoarea optimă a lui W reprezintă fracțiuni de micron, însă limita admisibilă a îngustării bazei este determinată nu de acest optim, ci de fenomenul de penetrare completă a joncțiunilor (pînă la alipire între ele). Micșorarea peste măsură a grosimii bazei poate conduce la penetrarea completă a joncțiunilor emitorului și colectorului, deoarece la polarizarea inversă a joncțiunii colectorului, stratul de trecere, lărgindu-se, ocupă întreaga regiune a bazei. Aceasta impune o limitare a grosimii bazei unui tranzistor drift la o valoare nu mai mică de 1—2 microni, și numai la tranzistorii epitaxiali, la care între regiunea bazei și cea a colectorului există un strat π sau ν , avînd o rezistență ohmică ridicată (vezi § 4.1), care se opune unei lărgiri considerabile a joncțiunii colectorului, se reușește o micșorare a lărgimii bazei, pînă la cîteva zecimi de micron.

Creșterea coeficientului de transport, α_{TN} , în contul măririi timpului de viață al purtătorilor de sarcină este, de asemenea, limitată. În primul rînd, pentru mărirea timpului de viață sînt necesari semiconductori extrem de puri, avînd un număr foarte mic de defecte, inclusiv de impurități. Totodată însă, doparea bazei cu impurități este necesară pentru reducerea rezistenței sale de volum, r_b , iar în tranzistorii drift, de asemenea, pentru formarea câmpului intern. În al doilea rînd, cu creșterea timpului de viață, crește și inerția tranzistorului, dat fiind că se încetinesc procesele determinate de recombinarea purtătorilor de sarcină din bază (vezi § 4.4). Totodată cresc

distorsionările semnalelor de frecvențe înalte și a semnalelor în regim de impulsuri. De obicei, valoarea medie a timpului de viață reprezintă unități, sau zecimi de microsecunde pentru tranzistorii de difuzie. În cazul tranzistorilor drift, această valoare este cu un ordin de mărime mai mică. În aceste condiții se reușește realizarea unei valori a lui $\alpha_{TN} = 0,98 - 0,99$ și mai mari.

Injecția purtătorilor minoritari și particularitățile domeniului emitorului

Pentru creșterea amplificării puterii este necesar ca curentul prin joncțiunea emitorului să se formeze, pe cât este aceasta posibil¹, de către fluxul de purtători, care pentru regiunea bazei sînt minoritari. În acest caz, în circuitul emitorului se va micșora puterea cheltuită, care se pierde fără rost pentru formarea fluxului purtătorilor de sarcină majoritari. Fluxul acestor purtători nu conduce la o variație a curentului de colector, prin urmare, nu contribuie la amplificarea puterii. Rezultă deci că trebuie aleși parametrii domeniului emitorului, în așa fel, încît să se asigure o eficiență cît mai ridicată a emitorului.

Eficiența este determinată de coeficientul de injecție al emitorului, definit prin raportul dintre intensitatea curentului purtătorilor de sarcină minoritari și intensitatea curentului total al emitorului.

Intensitatea curentului purtătorilor minoritari (pentru tranzistorul $p-n-p$ acesta va fi componenta de goluri) este dată de expresia

$$I_{ep} = \frac{I_{eTp}}{1 - \alpha_{TN}\alpha_{TI}} \left(\exp \frac{U_e}{m_{Dp}\varphi_T} - 1 \right),$$

în care I_{eTp} este componenta de goluri a curentului de origine termică a joncțiunii emitor, α_{TI} coeficientul invers de transport al purtătorilor de sarcină minoritari², m_{Dp} fiind coeficientul ce caracterizează abaterea, față de o lege exponențială, a variației curentului în funcție de tensiune, pentru cazul unor niveluri de injecție ridicate (v. §§ 2.4; 3.5).

Concomitent cu curentul de goluri, prin joncțiunea emitorului circulă componenta electronică a curentului I_{en} , curentul de recombinare-generare din joncțiunea emitorului, I_{er} , cît și curentul de canal I_{ec} . Acești curenți sînt generați de fluxul purtătorilor de sarcină majoritari, deci determină o scădere a eficienței emitorului. Primul dintre acești curenți este determinat de expresia

$$I_{en} = I_{eTn} \left(\exp \frac{U_e}{m_{Dn}\varphi_T} - 1 \right).$$

¹ Cînd se examinează funcționarea tranzistorilor bipolari, împărțirea purtătorilor de sarcină în minoritari și majoritari se face referitor la regiunea bazei.

² Coeficientul α_{TI} , la fel ca și α_{TN} , caracterizează micșorarea (datorită recombinării) fluxului invers de purtători de sarcină minoritari, orientat dinspre colector spre emitor (v. § 4.2).

unde I_{eTn} este componenta electronică a curentului de origine termică al joncțiunii emitorului, m_{Dn} fiind un coeficient care are același rol, ca și m_{Dp} pentru curentul de goluri.

Curentul de recombinare-generare din joncțiune și curentul canal¹ al joncțiunii emitorului sint definiți prin următoarele formule:

$$I_{er} = I_{r0} \left(\exp \frac{U_e}{m_r \varphi_T} - 1 \right); \quad I_{ec} = I_{c0} \left(\exp \frac{U_e}{m_c \varphi_T} - 1 \right).$$

Rezultă deci că coeficientul de injecție al emitorului, definit ca fiind raportul dintre curentul purtătorilor de sarcină minoritari și curentul total al emitorului, va fi dat de o formulă de forma:

$$\gamma_e = \frac{I_{ep}}{I_{ep} + I_{en} + I_{er} + I_{ec}} = \frac{I_{eTp}}{1 - \alpha_{TN} \alpha_{TI}} \left(\exp \frac{U_e}{m_D \varphi_T} - 1 \right):$$

$$: \left[\frac{I_{eTp}}{1 - \alpha_{TN} \alpha_{TI}} \left(\exp \frac{U_e}{m_{Dp} \varphi_T} - 1 \right) + I_{eTN} \left(\exp \frac{U_e}{m_D \varphi_T} - 1 \right) + \right.$$

$$\left. + I_{r0} \left(\exp \frac{U_e}{m_r \varphi_T} - 1 \right) + I_{c0} \left(\exp \frac{U_e}{m_c \varphi_T} - 1 \right) \right]. \quad (4.4)$$

Cu variația nivelului tensiunii de polarizare, U_e , variază și mărimea relativă a intensităților diferitelor componente ale curentului, ceea ce determină modificarea coeficientului injecției, γ_e . Graficul acestei dependențe este reprezentat în figura 4.13.

Pentru domeniul microcurenților (în figura 4.13, regiunea I), coeficientul injecției emitorului este, evident, subunitar, din cauza recombinării care are loc în însăși joncțiunea respectivă și a influenței curentului canal. Scăderea eficienței emitorului în domeniul microcurenților este deosebit de evidentă în cazul tranzistorilor cu siliciu, la care curentul de recombinare-generare și curentul canal ating valori considerabile, chiar la temperatura camerei. Cu scăderea temperaturii, domeniul microcurenților se extinde (se deplasează

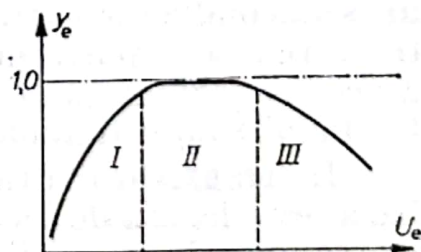


Fig. 4.13. Graficul variației coeficientului de injecție al emitorului, γ_e , în funcție de tensiunea joncțiunii, U_e :

I – domeniul microcurenților; II – domeniul curenților medii; III – domeniul curenților mari.

¹ Riguros vorbind, curentul canal este constituit din fluxul de purtători majoritari și minoritari. Fluxul purtătorilor minoritari al curentului canal este însă insignifiant față de fluxul de injecție, din care cauză primul dintre aceste fluxuri este neglijat.

spre domeniul tensiunilor ridicate), pe cînd cu creșterea temperaturii, din contra, se restrînge.

Cu creșterea valorii tensiunii de deplasare U_e , toate componentele curentului cresc. Totodată însă, componentele de difuzie ale curentului I_{ep} și I_{en} cresc cu mult mai tare decît curentul de recombinare și curentul canal (vezi § 3.5). Prin aceasta se produce, în mod implicit, o micșorare a influenței curentului de recombinare, cît și a curentului canal, ceea ce face ca coeficientul injecției să crească.

În domeniul curenților medii (figura 4.13, domeniul II) se poate neglija curentul de recombinare din joncțiune și, de asemenea, curentul canal. În acest domeniu,

$$m_{Dp} = m_{Dn} = 1,$$

iar coeficientul injecției pentru emitor poate fi calculat după formula aproximativă

$$\gamma_e \approx \frac{I_{ep}}{I_{ep} + I_{en}} = \frac{I_{eTp}}{I_{eTp} + I_{eTn}(1 - \alpha_{TN}\alpha_{TI})}.$$

Din această expresie rezultă că pentru ridicarea eficienței emitorului trebuie ca concentrația impurităților să fie luată astfel, încît baza să aibă rezistența ohmică relativ mai mare, pe cînd emitorul — o rezistență ohmică mai mică. Raportul dintre concentrațiile impurităților din emitor și din bază nu poate fi, desigur, mărit nelimitat. Astfel, de pildă, concentrația maximă a impurităților din domeniul emitorului este limitată de concentrația de degenerare, egală aproximativ cu 10^{19} at/cm³. De obicei însă, concentrația impurităților din emitor, N_e , este de 10^{18} at/cm³. Concentrația minimă a impurităților din bază nu poate fi mai mică decît concentrația purtătorilor de sarcină ai semiconductorului intrinsec, care pentru germaniu este de circa 10^{13} cm⁻³, iar pentru siliciu — de 10^{10} cm⁻³. Pentru a atinge o concentrație atît de redusă a purtătorilor de sarcină, este necesar un semiconductor extrapur. Pe lîngă aceasta, în cazul unei concentrații reduse a purtătorilor de sarcină în bază, rezistența de volum a acestei regiuni va fi inadmisibil de mare, acest fapt determinînd, la rîndul său, o diminuare a factorului de calitate al tranzistorului.

În tranzistorii drift, reducerea concentrației impurităților din bază este legată de încă o restricție suplimentară. După cum se știe, în regiunea bazei unui tranzistor drift, cîmpul intern ia naștere ca rezultat al existenței unui considerabil gradient de concentrație al impurităților. În acest caz, intensitatea cîmpului electric crește cu creșterea raportului concentrațiilor impurităților de la joncțiunea emitorului, N_{be} , către concentrația acestora, din vecinătatea joncțiunii

colector, N_{bc} . Rezultă deci că valoarea minimă a concentrației impurităților din baza unui tranzistor drift va fi pentru dispozitivele din germaniu

$$N_{bc} \approx 10^{13} \text{ at/cm}^3,$$

iar pentru cele din siliciu

$$N_{bc} \approx 10^{10} \text{ at/cm}^3.$$

Concentrația impurităților din bază, în directă vecinătate a joncțiunii emitorului, nu poate fi făcută să depășească $10^{15} - 10^{16} \text{ at/cm}^3$, întrucât coeficientul injecției γ_e devine mai mic de 0,99—0,999.

Prin urmare, cel mai mare gradient posibil al concentrației impurităților din baza unui tranzistor drift este pentru dispozitivele din germaniu de $10^2 - 10^3$, iar pentru dispozitivele din siliciu, de $10^5 -$

10^6 . În acest caz, coeficientul de neomogenitate al bazei, $\eta = \frac{1}{2} \times$

$\times \ln(N_{bc}/N_{be})$, atinge o valoare egală cu 2 — 3, pentru tranzistorii din germaniu și de 3—4 pentru cei de siliciu, intensitatea câmpului electric intern în bază fiind

$$E_0 = \frac{2\eta\varphi_T}{W}$$

va fi (pentru $W = 10^{-4} \text{ cm}$ și $\varphi_T = 25 \cdot 10^{-3} \text{ V}$) doar de 1000 — 1500 V/cm, în baza tranzistorilor din germaniu și de 1500 — 2000 V/cm, în baza tranzistorilor de siliciu.

Așadar, în domeniul curenților de intensitate medie, printr-o alegere corespunzătoare a concentrației impurităților, atât pentru tranzistorii de difuzie, cât și pentru tranzistorii drift, se asigură în mod obișnuit o eficiență destul de ridicată a emitorului, exprimată printr-o valoare a coeficientului de injecție de cel puțin 0,99—0,999.

În domeniul curenților mari (figura 4.13, domeniul III), datorită creșterii concentrației purtătorilor de neechilibru, concentrațiile electronilor și golurilor devin comparabile între ele. Datorită acestui fapt, componenta de difuzie a curentului crește și deoarece acest curent este format din purtătorii de sarcină majoritari, aceasta va determina o scădere a coeficientului injecției, a cărui mărime poate fi evaluată după formula aproximativă [ținând seama că $m_{Dp} < 1$ și că $m_{Dn} < 1$, astfel că $m_{Dn} < m_{Dp}$ (v. § 2.4)]:

$$\gamma_e \approx \frac{I_{eTp} \exp \frac{U_e}{m_{Dp}\varphi_T}}{I_{eTp} \exp \frac{U_e}{m_{Dp}\varphi_T} + I_{eTn}(1 - \alpha_{TN}\alpha_{TI}) \exp \frac{U_e}{m_{Dn}\varphi_T}}.$$

Calculul curenților ce constituie componentele curentului total este extrem de complicat. Din această cauză, funcționarea tranzistorului este convenabil s-o caracterizăm prin coeficientul de transfer al curentului α_N , care permite să se determine valoarea intensității componenteii curentului total al emitorului I_e , care intră în colector. Coeficientul de transfer al curentului, α_N , este determinat analitic prin următorul produs

$$\alpha_N = \alpha_{TN} \gamma_e M_c,$$

unde M_c este coeficientul de multiplicare a purtătorilor în joncțiunea colectorului.

În tranzistorii actuali α_N este de 0,95 — 0,99 și mai mare. În cazul conectării normale a unui tranzistor, curentul de colector este dat de expresia

$$I_c = \alpha_N I + I_{ct}. \quad (4.5)$$

Particularitățile domeniului colectorului

Să vedem acum care sînt cerințele ce se impun domeniului colector al unui tranzistor. Mai întîi, acest domeniu trebuie să aibă o rezistență ohmică scăzută pentru ca rezistența de volum a colectorului, r'_c , să fie mică. În acest caz, se va reduce pierderea de energie care nu mai este debitată pe sarcină. Trebuie, de asemenea, redusă componenta curentului de origine termică I_{ctn} , a cărei intensitate este determinată de fluxul purtătorilor de sarcină minoritari orientat dinspre colector spre bază. După cum se știe, curentul de origine termică nu este comandat de semnal și, fiind un curent de balast, produce o pierdere de energie total ineficace în circuitul colectorului. Această componentă a curentului de origine termică poate fi micșorată prin reducerea concentrației purtătorilor de sarcină minoritari din domeniul colectorului. Pentru aceasta este necesar să se crească concentrația impurităților, adică să se aleagă ca material pentru colector un material cu rezistență ohmică redusă. În afară de aceasta, într-un colector cu rezistență ohmică mare, în cazul saturării tranzistorului, se produce o acumulare considerabilă de purtători de sarcină minoritari (§ 4.3), ceea ce va determina o creștere a inerției tranzistorului.

În cazul tranzistorilor cu difuzie se reușește să se obțină un domeniu colector avînd o rezistență ohmică la fel de redusă ca și a colectorului, fără dificultăți prea mari. La tranzistorii drift, domeniul colectorului reprezintă o porțiune din monocristalul inițial, care se alege cu rezistență ohmică mare, astfel încît în regiunea bazei să se poată obține, prin difuzie, o variație relativ destul de bruscă a con-

concentrației impurităților (vezi § 4.1). Totodată, pentru a satisface condițiile menționate, trebuie micșorată rezistența domeniului colectorului printr-o difuzie ulterioară a impurităților în colector. În tranzistorii epitaxiali cu bază de difuzie, această problemă se rezolvă mult mai comod. Monocristalul inițial, care este ulterior folosit drept colector, se ia cu rezistență ohmică mică. Pe acest cristal se obține apoi, prin creștere epitaxială, o peliculă cu rezistivitate mare, în care se formează prin difuzie baza, obținându-se astfel, concomitent, atât un colector cu rezistivitate redusă, cât și o bază cu un gradient mare al concentrației impurităților.

Amplificarea curentului

Înainte de a trece să analizăm dacă tranzistorul este capabil să amplifice curentul, vom examina componentele curentului emitorului, ale curentului colectorului și curentului bazei.

După cum s-a arătat, curentul emitorului este constituit din următoarele componente :

$$I_e = I_{ep} + I_{en} + I_{er} + I_{ec}.$$

Observăm că pentru un tranzistor de tipul $p-n-p$, numai primul termen, I_{ep} , reprezintă un curent de goluri, adică curent de purtători de sarcină minoritari. Toate celelalte componente formează curentul electronic, adică curentul purtătorilor de sarcină majoritari.

Curentul de colector (pentru $M_c = 1$) este

$$I_c = \alpha_N I_e + I_{cT} = \alpha_{TN} \gamma_e I_e + I_{cT} = I_{ep} \left(1 - \frac{\tau_{TN}}{\tau_{rN}} \right) + I_{cTp} + I_{cTn}.$$

Aici, o parte considerabilă a curentului de colector, și anume

$$I_{cTp} + I_{ep}(1 - \tau_{TN}/\tau_{rN}),$$

este formată de fluxul golurilor, și numai o parte neînsemnată, I_{cTn} , reprezintă flux de electroni.

Curentul bazei este dat, conform legii lui Kirchhoff, de diferența curenților $I_e - I_c$, fiind egal cu

$$\begin{aligned} I_b = I_e - I_c &= I_{ep} + I_{en} + I_{er} + I_{ec} - I_{ep} \left(1 - \frac{\tau_{TN}}{\tau_{rN}} \right) - \\ &- I_{cTp} - I_{cTn} = I_{en} + I_{er} + I_{ec} + I_{er} \frac{\tau_{TN}}{\tau_{rN}} - I_{cTn} - I_{cTp}. \end{aligned}$$

Dacă curentul emitorului și cel al colectorului sînt determinați mai ales de către purtătorii de sarcină minoritari, apoi curentul bazei este format, în totalitatea sa, de către purtătorii de sarcină majoritari (în acest caz, de către fluxul de electroni). Într-adevăr, I_{en} este componenta electronică a curentului emitorului, I_{er} este curentul de recombinare-generare din stratul joncțiunii, care, de asemenea, este format din fluxul de electroni din regiunea bazei (vezi § 3.3), I_{ec} este curentul de canal (riguros vorbind, componenta electronică a curentului canal), $I_{br} = I_e(\tau_{TN}/\tau_{rN})$ este curentul de recombinare, dat de fluxul electronilor care se recombina în bază cu golurile, I_{cTn} este componenta curentului de origine termică al colectorului, generat de fluxul electronilor care trec din colector în bază și, în fine, I_{cTp} este curentul electronic, egal ca mărime cu componenta de goluri a curentului de origine termică al colectorului, care ia naștere datorită generării perechilor electron-gol, în regiunea bazei (în acest caz, golurile trec în colector, pe cînd electronii, deplasîndu-se înspre contactul bazei, realizează astfel închiderea circuitului pentru curentul I_{cTp}).

Să analizăm un tranzistor care funcționează cu intrarea pe emitor. În acest fel de regim, curentul de intrare, I_{in} , îl constituie curentul emitorului ($I_{in} = I_e$), iar curentul de ieșire, curentul colectorului :

$$I_{ieș} = I_c = \alpha_N I_e + I_{cT}.$$

Întrucît $\alpha_N < 1$, curentul de intrare nu se amplifică. Amplificarea puterii este asigurată în acest caz datorită amplificării tensiunii.

Pentru ca un tranzistor să amplifice curentul, trebuie ca drept electrod de intrare să fie folosită baza. În acest caz, curentul de intrare va fi curentul bazei ($I_{intr} = I_b$), iar curentul de ieșire poate fi atît curentul colectorului, cît și curentul emitorului, egal cu :

$$I_{ieș} = I_e = I_c + I_b.$$

Înlocuind ultima expresie în relația (4.5), vom obține :

$$I_c = \alpha_N I_c + \alpha_N I_b + I_{cT}.$$

După transformările corespunzătoare, căpătăm :

$$I_{ieș} = I_c = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} I_b + \frac{1}{1 - \alpha_N} I_{cT} = \beta_N I_b + (1 + \beta_N) I_{cT},$$

unde

$$\beta_N = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N}$$

este coeficientul de transmisie al curentului de către bază. Întrucît $\alpha_N = 0,95 - 0,99$ sau mai mult, rezultă că $\beta_N \approx 20 - 100$ sau mai mult. Rezultă deci că, în cazul funcționării tranzistorului avînd baza drept intrare și colectorul drept ieșire, se produce o amplificare a curentului de β_N ori. Dacă însă, drept intrare este folosit emitorul, atunci curentul este amplificat de $(1 + \beta_N)$ ori. Într-adevăr,

$$I_{ieș} = I_e = I_c + I_b = (1 + \beta_N) I_b + (1 + \beta_N) I_{cT}.$$

Să explicăm cauza fizică a amplificării curentului de către un tranzistor. Fie ca pe durata de timp τ_{TN} , prin terminalul bazei să treacă în baza tranzistorului de tip $p-n-p$, un număr de n_1 electroni, adică curentul bazei va fi

$$I_b = \frac{en_1}{\tau_{TN}}.$$

Dat fiind că baza trebuie să rămînă electric neutră, rezultă că prin joncțiunea emitorului pătrund dintr-o dată același număr de goluri, $p_1 = n_1$. Golurile vor începe să migreze către colector. Totodată, ca rezultat al recombinării, vor dispărea un număr de $p_1\tau_{TN}/\tau_{rN}$ goluri și un același număr de electroni. Partea dintre goluri rămasă, ajungînd la joncțiunea colectorului, pleacă din bază, în colector. Electronii însă, vor rămîne în bază, deoarece atît joncțiunea emitorului, cît și joncțiunea colectorului, reprezintă pentru ei bariere de potențial insurmontabile, iar prin terminalul bazei ei nu pot să se scurgă, deoarece în acest moment de timp, prin acest terminal, intră o nouă partidă de n_1 electroni. În această situație, numărul electronilor aproape că se dublează:

$$n_2 = n_1 - n_1 \frac{\tau_{TN}}{\tau_{rN}} + n_1.$$

Astfel, de exemplu, pentru

$$n_1 = 100; \quad \frac{\tau_{TN}}{\tau_{rN}} = 0,01,$$

vom avea

$$n_2 = 100 - 100 \cdot 0,01 + 100 = 199.$$

Pentru neutralizarea sarcinii electronilor, prin joncțiunea emitorului vor pătrunde în bază $p_2 = n_2$ goluri, dintre care, fracțiunea

$$p_2 \left(1 - \frac{\tau_{TN}}{\tau_{rN}} \right) = \left[n_1 \left(1 - \frac{\tau_{TN}}{\tau_{rN}} \right) + n_1 \right] \left(1 - \frac{\tau_{TN}}{\tau_{rN}} \right),$$

ajungînd la joncțiunea colectorului, trec în circuitul colectorului, determinînd o variație a curentului de ieșire, care este de aproape două ori mai mare decît variația curentului de intrare.

Creșterea fluxului de goluri are loc pînă în momentul în care numărul golurilor ce se recombina ajunge să fie egal cu numărul de electroni ce pătrund în bază, adică pînă în momentul în care va fi realizată condiția

$$p \frac{\tau_{TN}}{\tau_{rN}} = n_1.$$

Întrucît numărul de goluri este proporțional cu creșterea curentului emitorului, ($\Delta I_e \approx p$), iar numărul de electroni—proporțional cu creșterea curentului bazei ($\Delta I_b \approx n_1$), atunci raportul lor va fi

$$\frac{\Delta I_e}{\Delta I_b} = \frac{p}{n_1} = \frac{\tau_{Nr}}{\tau_{TN}}.$$

Ținînd seama că pentru curenții de intensitate medie ($\gamma_e = 1$),

$$\alpha_N = \gamma_e \alpha_{TN} \approx 1 - \frac{\tau_{TN}}{\tau_{rN}}; \quad (4.6, a)$$

$$1 + \beta_N - \frac{1}{1 - \alpha_N} \approx \frac{\tau_{rN}}{\tau_{TN}}, \quad (4.6, b)$$

obținem:

$$\frac{\Delta I_e}{\Delta I_b} = 1 + \beta_N; \quad \frac{\Delta I_c}{\Delta I_b} = \frac{\Delta I_e - \Delta I_b}{\Delta I_b} = \beta_N.$$

Prin urmare, cînd funcționează cu intrarea în bază, tranzistorul este capabil să amplifice curentul de intrare de $1 + \beta_N$ ori, dacă ieșirea se ia de pe emitor, și de β_N ori, dacă aceasta se ia de pe colector.

4.3. CARACTERISTICILE STATICE ALE TRANZISTORULUI

Caracteristicile volt-amperice statice permit determinarea particularităților specifice tranzistorului care lucrează în diferite domenii. Se deosebesc următoarele domenii de funcționare ale tranzistorului:

domeniul activ; cînd tranzistorul funcționează în acest domeniu, joncțiunea emitor este polarizată direct, iar joncțiunea colector, invers;

domeniul saturației; în acest domeniu atît joncțiunea emitor cît și joncțiunea colector sînt polarizate direct;

domeniul tăierii curenților; în acest domeniu atît joncțiunea emitor, cît și cea colector sînt polarizate invers;

domeniul activ de inversiune ; în acest domeniu joncțiunea emitor este polarizată invers, pe cînd joncțiunea colector, direct.

Este convenabil să ilustrăm particularitățile tranzistorului pentru diferitele domenii prin graficele de distribuție a densității de sarcină a purtătorilor de sarcină minoritari, q , în bază. Aceste grafice permit urmărirea intuitivă a modificărilor suferite de tensiunile aplicate joncțiunilor și a curenților, cînd tranzistorul funcționează în diferite domenii dintre cele enumerate mai sus.

Mărirea densității de sarcină a purtătorilor minoritari din bază, pe limitele joncțiunii $p-n$, este determinată de valoarea tensiunii aplicate pe joncțiunea despre care este vorba. Densitățile de sarcină, respectiv q_e — de la joncțiunea emitorului, și q_c — de la joncțiunea colectorului, sînt :

$$q_e = q_{e0} \exp \frac{U_e}{\varphi_T}; \quad (4.7, a)$$

$$q_c = q_{c0} \exp \frac{U_c}{\varphi_T}, \quad (4.7, b)$$

q_{e0} și q_{c0} fiind densitățile de sarcină ale purtătorilor minoritari, în starea de echilibru, adică în cazul cînd joncțiunii nu i se aplică nici un fel de tensiuni.

Tensiunile aplicate joncțiunilor, U_e și U_c , se definesc ca fiind diferențele dintre potențialele electrostatice ale emitorului și colectorului în starea de echilibru și de neechilibru. Aceasta va fi o tensiune de polaritate pozitivă pentru joncțiunea polarizată direct, dar de polaritate negativă, atunci cînd joncțiunea este polarizată invers. În particular, pentru tranzistorii de tipul $p-n-p$ tensiunile U_e sau U_c sînt de polaritate pozitivă, dacă potențialul joncțiunii respective este pozitiv, pe cînd U_e , sau U_c , vor fi de polaritate negativă, dacă potențialul joncțiunii este negativ, față de bază. Pentru tranzistorii de tipul $n-p-n$ situația este inversă: U_e sau U_c sînt polarizate pozitiv, în cazul cînd potențialul joncțiunii respective este negativ, față de bază, pe cînd U_e sau U_c vor fi negative, în cazul cînd potențialul joncțiunii este pozitiv.

Domeniile de funcționare ale tranzistorului sînt delimitate prin valorile de zero ale tensiunilor U_e și U_c de pe cele două joncțiuni, respectiv a emitorului și a colectorului. În cazul valorilor de zero ale acestor tensiuni, potențialele electrostatice ale emitorului și colectorului sînt egale cu valorile pe care le au în starea de echilibru.

Relațiile (4.7, a) și (4.7, b), care rezultă nemijlocit din binecunoscutele condiții la limită ale lui Shockley (vezi § 2.4), fac posibilă stabilirea limitelor domeniilor de lucru ale unui tranzistor. Pe limitele domeniilor, densitățile de sarcină la joncțiunea emitorului și la cea a colectorului sînt egale cu valorile pe care le au în starea de echilibru.

În cele ce urmează, se dau graficele distribuției densității de sarcină a purtătorilor minoritari, $q(x)$, pentru modelul unidimensional al tranzistorului. În aceleași figuri sînt reprezentate și graficele de distribuție a densității de sarcină, în starea de echilibru (curbele pline, notate cu q_0). În tranzistorii de difuzie, valoarea concentrației de echilibru nu se schimbă de-a lungul bazei, adică $q_0 = \text{const.}$ Aceasta se explică prin faptul că în baza unui tranzistor de difuzie impuritățile sînt distribuite uniform, iar densitatea de sarcină a purtătorilor minoritari este, în starea de echilibru, invers proporțională cu concentrația impurităților. În baza unui tranzistor drift, impuritățile sînt distribuite

neuniform; concentrația impurităților, la joncțiunea emitorului, este mult mai mare decît concentrația impurităților de la joncțiunea colectorului. Din această cauză, densitatea de sarcină în starea de echilibru, a purtătorilor de sarcină minoritari în baza unui tranzistor drift, crește de la emitor către colector. În tranzistorii de difuzie, valorile de echilibru ale densităților de sarcină, de lîngă joncțiunea emitorului, q_{e0} , și de lîngă joncțiunea colectorului, q_{c0} , sînt aceleași, adică $q_{e0} = q_{c0} = q_0$, pe cînd în tranzistorii drift, $q_{e0} \ll q_{c0}$.

Folosindu-ne de graficele distribuției densității de sarcină se pot determina și densitățile de curent. După cum se știe (vezi § 2.1), componenta de difuzie a curentului este proporțională cu gradientul densității de sarcină a purtătorilor minoritari, adică cu tangenta unghiului pe care îl fac tangentele duse la curbele distribuției densității de sarcină în bază, $dq(x)/dx$. Componenta de drift a curentului este determinată de valoarea densității de sarcină, adică de ordonata graficelor distribuției densității de sarcină, $q(x)$. Rezultă, prin urmare, că cu ajutorul acestor grafice se poate determina intensitatea curenților care circulă prin bază, cît și intensitățile curenților care se datoresc trecerii în ea a purtătorilor de sarcină minoritari, prin joncțiunile electron-gol. Prin joncțiuni circulă, însă, și curenții care sînt formați de fluxul de purtători de sarcină majoritari. Astfel, de exemplu, în cazul injectării purtătorilor minoritari din emitor în bază, concomitent cu aceasta, din bază trec în domeniul emitorului purtătorii majoritari. Din această cauză, curentul prin joncțiunea emitorului se compune din două componente : din curentul purtătorilor de sarcină minoritari, I'_e , și curentul purtătorilor de sarcină majoritari, I''_e . Curentul purtătorilor de sarcină minoritari este legat de curentul total prin relația

$$I'_e = \gamma_e I_e,$$

în care

$$I'_e = I'_e + I''_e.$$

În mod analog, joncțiunea colectorului este caracterizată prin coeficientul de injecție al colectorului, γ_c , care reprezintă raportul dintre intensitatea curentului purtătorilor de sarcină minoritari, I'_c , care circulă prin joncțiunea colectorului, către intensitatea curentului total, I_c , adică

$$\gamma_c = \frac{I'_c}{I_c}.$$

După cum știm, curentul purtătorilor de sarcină majoritari care traversează joncțiunea este dăunător, dat fiind că el provoacă o micșorare a amplificării puterii. Din această cauză, în cadrul fabricării tranzistorilor se caută să se diminueze, pe cît este cu putință,

intensitatea acestui curent, cu alte cuvinte, se caută să se obțină tranzistori cu un coeficient de injecție cât mai aproape de unitate. În cele ce urmează, vom neglija curenții purtătorilor de sarcină majoritari¹. În această situație se poate considera că coeficienții de transport sînt egali cu coeficienții de transfer al curenților, adică

$$\alpha_{TN} = \alpha_N \text{ și } \alpha_{TI} = \alpha_I,$$

α_I fiind coeficientul de transmisie a curentului de către colector. Graficele distribuției densității de sarcină $q(x)$, care se dau în continuare, pot fi folosite pentru ilustrări calitative. În aceste grafice nu a fost respectată scara de reprezentare pe axa verticală, dat fiind că densitatea de sarcină variază de-a lungul bazei între limite largi.

Evaluarea cantitativă a performanțelor de lucru ale unui tranzistor se obține utilizînd relațiile analitice corespunzătoare, care se pot deduce plecîndu-se de la ecuațiile diferențiale fundamentale (vezi § 2.1 — 2.3). Aceste relații pot fi stabilite pe o cale mult mai intuitivă — pe baza tabloului fizic al funcționării tranzistorului.

Pentru cazul în care circuitul emitorului este deschis ($I_e = 0$), caracteristicile volt-amperice ale joncțiunii colectorului nu se vor deosebi de caracteristicile unei joncțiuni electron-gol avînd un curent de origine termică, I_{cT} , adică curentul colectorului va fi egal cu

$$I_c = I_{cT} \left(\exp \frac{U_c}{\varphi_T} - 1 \right).$$

Dacă tensiunea aplicată joncțiunii colectorului se menține constantă ($U_c = \text{const}$), atunci și curentul diodei colector, însuși, se menține constant. Dar intensitatea curentului de colector poate să varieze, totuși, cu valoarea $\alpha_N I_e$, pe seama variației curentului emitorului, astfel încît curentul generat de purtătorii de sarcină minoritari, care sînt transmiși de la emitor, să fie de sens contrar curentului diodei colector. Prin urmare, în cazul general, intensitatea curentului de colector I_c va fi dată de diferența :

$$I_c = \alpha_N I_e - I_{cT} \left(\exp \frac{U_c}{\varphi_T} - 1 \right). \quad (4.8)$$

Aici, ca și în demonstrațiile ce urmează, se consideră pozitivi curenții ale căror sensuri coincid cu sensul săgeților figurate în figura 4.14.

¹ Cazurile în care este necesar să se țină cont de curentul purtătorilor majoritari vor fi menționate special.

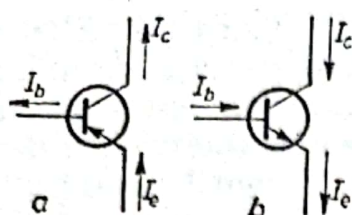


Fig. 4.14. Sensul pozitiv al curenților :
a - pentru tranzistorii p-n-p; b - pentru tranzistorii n-p-n.

În mod complet analog, în cazul când circuitul colectorului este deschis ($I_c = 0$), caracteristic-avolta mperică a joncțiunii emitorului va fi determinată de curentul de origine termică, I_{eT} , și de tensiunea U_e , adică curentul emitorului va fi egal cu :

$$I_e = I_{eT} \left(\exp \frac{U_e}{\varphi_T} - 1 \right).$$

Întrucît un tranzistor bipolar constituie un dispozitiv simetric, rezultă că colectorul său poate funcționa ca emitor, iar emitorul drept colector, întocmai cum se întîmplă aceasta, în cazul conectării inverse a tranzistorului. Din această cauză, transmiterea purtătorilor de sarcină minoritari prin bază se poate produce nu numai de la emitor către colector, ci în sens contrar (invers), de la colector — la emitor. În acest caz, în circuitul emitorului, $\alpha_I I_c$ va reprezenta o parte a curentului de colector, determinată prin coeficientul de transmisie al curentului de colector, α_I . Acest coeficient este denumit deseori alfa invers, pentru a-l deosebi de α_N , care este numit alfa normal. Intensitatea curentului emitorului, I_e , este dată de ecuația

$$I_e = \alpha_I I_c + I_{eT} \left(\exp \frac{U_e}{\varphi_T} - 1 \right). \quad (4.9)$$

În ecuațiile (4.8) și (4.9) intensitatea curentului joncțiunii este determinată de mărimea tensiunii aplicată joncțiunii date, cît și de intensitatea curentului care circulă prin joncțiunea opusă. Într-o serie de cazuri este convenabil să utilizăm ecuațiile ce exprimă legătura dintre intensitățile curenților și tensiunile aplicate joncțiunilor emitor și colector. Acest sistem de ecuații poate fi obținut prin aducerea ecuațiilor (4.8) și (4.9), la forma

$$\begin{aligned} I_e &= \frac{1}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left[I_{eT} \left(\exp \frac{U_e}{\varphi_T} - 1 \right) - \alpha_I I_{cT} \left(\exp \frac{U_c}{\varphi_T} - 1 \right) \right]; \\ I_c &= \frac{1}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left[\alpha_N I_{eT} \left(\exp \frac{U_e}{\varphi_T} - 1 \right) - I_{cT} \left(\exp \frac{U_c}{\varphi_T} - 1 \right) \right]; \end{aligned} \quad (4.10)$$

Totodată, curentul bazei, definit ca diferența

$$I_b = I_e - I_c,$$

se exprimă prin următoarea formulă

$$I_b = \frac{1}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left[I_{eT}(1 - \alpha_N) \left(\exp \frac{U_e}{\varphi_T} - 1 \right) + I_{cT}(1 - \alpha_T) \left(\exp \frac{U_c}{\varphi_T} - 1 \right) \right]. \quad (4.11)$$

Pe lângă aceste ecuații, în cazul determinării caracteristicilor tranzistorului, care descriu comportarea în funcționare a acestuia, într-un domeniu sau altul, este utilă folosirea cunoscutei relații [1]

$$\alpha_N I_{eT} = \alpha_I I_{cT}. \quad (4.12)$$

Această egalitate permite determinarea uneia dintre cele patru mărimi ce intră în ea, dacă se cunosc celelalte trei. Ea este o consecință a principiului reciprocității, care, așa cum au demonstrat-o Shockley și colaboratorii săi [1], este îndeplinit în dispozitivele semiconductoare, în cazul cel mai general. Datorită acestui fapt, egalitatea (4.12) poate fi utilizată atât la analiza funcționării tranzistorilor de difuzie, cât și a tranzistorilor drift.

În cazul cînd tranzistorul lucrează cu intrarea prin bază, este indicat să exprimăm curenții colectorului și al emitorului prin curentul bazei, I_b . Eliminînd din ecuația (4.8) curentul

$$I_e = I_c + I_b,$$

iar din ecuația (4.9), curentul

$$I_c = I_e - I_b,$$

vom obține:

$$\left. \begin{aligned} I_c &= \beta_N I_b - I_{kT}(1 + \beta_N) \left(\exp \frac{U_c}{\varphi_T} - 1 \right), \\ I_e &= -\beta_I I_b + I_{eT}(1 + \beta_I) \left(\exp \frac{U_e}{\varphi_T} - 1 \right). \end{aligned} \right\} \quad (4.13)$$

Acest sistem poate fi adus la forma

$$\left. \begin{aligned} I_c &= \frac{1 + \beta_I}{1 + \beta_I + \beta_N} \left[I_{eT}\beta_N \left(\exp \frac{U_e}{\varphi_T} - 1 \right) - I_{cT}(1 + \beta_N) \left(\exp \frac{U_c}{\varphi_T} - 1 \right) \right], \\ I_b &= \frac{1 + \beta_N}{1 + \beta_N + \beta_I} \left[I_{eT}(1 + \beta_I) \left(\exp \frac{U_e}{\varphi_T} - 1 \right) - I_{cT}\beta_I \left(\exp \frac{U_c}{\varphi_T} - 1 \right) \right], \\ I_b &= \frac{1}{1 + \beta_N + \beta_I} \left[I_{eT}(1 + \beta_I) \left(\exp \frac{U_e}{\varphi_T} - 1 \right) + I_{cT}(1 + \beta_N) \left(\exp \frac{U_c}{\varphi_T} - 1 \right) \right], \end{aligned} \right\} \quad (4.14)$$

în care

$$\beta_I = \frac{\alpha_I}{1 - \alpha_I}$$

este coeficientul de transmisie a curentului bazei în emitor (beta invers).

Sistemele de ecuații scrise mai sus reprezintă expresiile analitice ale caracteristicilor statice ale tranzistorului propriu-zis. Pe noi ne

interesează însă caracteristicile dispozitivului real, care se deosebesc de caracteristicile tranzistorului propriu-zis. În primul rînd, caracteristicile unui tranzistor real sînt determinate nu de căderile de tensiune pe joncțiunile $p-n$, ci de tensiunile aplicate terminalilor electrozilor dispozitivului. Aceste tensiuni se compun din căderile de tensiune pe joncțiuni și pe rezistențele de volum. Căderile de tensiune pe electrozi pot fi măsurate direct, din care cauză, atît în cadrul calculelor, cît și la ridicarea caracteristicilor tranzistorului, este convenabil să lucrăm tocmai cu aceste tensiuni. În al doilea rînd, intensitățile curenților unui tranzistor real și ale tranzistorului propriu-zis, de asemenea, nu sînt aceleași : ele se deosebesc prin intensitatea curenților de scurgere, intensitatea curenților canal și intensitatea curentului de recombinare-generare, care trebuie luate în considerație într-o serie de cazuri.

Caracteristicile tranzistorului propriu-zis ne interesează în măsura în care caracteristicile unui tranzistor real sînt determinate într-un grad mare de procesele ce se produc în bază, deci de proprietățile pe care le posedă tranzistorul propriu-zis. Avînd caracteristicile tranzistorului propriu-zis, nu prezintă nici o dificultate determinarea caracteristicilor tranzistorului real.

Căderea de tensiune din volumul semiconductorului poate fi evaluată cu ajutorul rezistențelor de volum. Cea mai substanțială este influența rezistenței de volum a bazei, r_b , care reprezintă rezistența materialului semiconductor al regiunii bazei și a contactului bazei, față de curentul purtătorilor de sarcină majoritari, care circulă prin terminalul bazei. În cazul curenților mari, este necesar să se țină cont de efectul rezistenței de volum a colectorului, r'_c , iar într-o serie de cazuri, și de rezistența de volum a emitorului, r'_e .

Influența curentului de recombinare-generare și a curentului canal se manifestă pregnant în cazul tranzistorilor din siliciu, pentru valori mici ale tensiunii directe. Din această cauză, caracteristicile acestor dispozitive coincid cu cele calculate, numai atunci cînd deplasările depășesc o anumită valoare. Anume, cu cît temperatura joncțiunii este mai ridicată, cu atît deplasările pentru care caracteristicile se apropie de cele ideale sînt mai mici. În cazul determinării caracteristicilor volt-amperice ale diodelor colector și emitor, influența curenților menționați poate fi luată în considerație, exprimînd caracteristicile sub forma :

$$\left. \begin{aligned} I_c &= \alpha_N I_e - I'_{eT} \left(\exp \frac{U_c}{m_c \varphi_T} - 1 \right); \\ I_e &= \alpha_I I_c - I'_{eT} \left(\exp \frac{U_e}{m_e \varphi_T} - 1 \right). \end{aligned} \right\} \quad (4.15)$$

Aici, I'_{cT} , I'_{eT} și m_c , m_e sînt valorile medii ale curenților de origine termică și a coeficienților din exponentul funcțiilor exponențiale, cu ajutorul cărora se reprezintă influența tuturor componentelor curentului diodei respective. Valorile medii ale intensităților curenților de origine termică și ale coeficienților depind de temperatură și de tensiunea de deplasare pe joncțiunea dată. Pentru deplasări mici,

$$I'_{cT} > I_{cT}, I'_{eT} > I_{eT}, m_c > 1, m_e > 1.$$

Pe măsura creșterii tensiunii de polarizare și creșterii temperaturii joncțiunii, valorile medii ale intensităților curenților de origine termică scăzînd, tind către valorile lor de difuzie

$$I'_{cT} = I_{cT}, I'_{eT} = I_{eT},$$

iar coeficienții m — către unitate,

$$m_c = m_e = 1.$$

Dacă ieșirea este polarizată invers, atunci este convenabil să considerăm drept valori medii ale intensității curentului de origine termică I'_{cT} , sau I'_{eT} , intensitatea curentului invers al joncțiunii colectorului I_{ci} sau al joncțiunii emitorului I_{ei} .

Curentul de recombinare-generare cît și curentul canal sînt generați de fluxul purtătorilor de sarcină majoritari, ceea ce face ca existența lor să diminueze coeficientul iniecției joncțiunii. Corespunzător cu aceasta se micșorează coeficientul de transmisie al curentului emitorului, α_N , sau al curentului de colector, α_I , prin urmare și a coeficientului de transmisie a curentului bazei, β_N , sau β_I .

Rezultă, prin urmare că, efectul curentului de recombinare-generare și a curentului canal asupra caracteristicilor statice poate fi luat în considerație, prin micșorarea corespunzătoare a coeficienților de transmisie a curenților, prin înlocuirea curenților de natură termică cu valorile intensităților lor medii și prin introducerea coeficienților m_c și m_e în exponentul funcțiilor exponențiale care descriu caracteristicile volt-amperice a diodei colector și a diodei emitor. Trebuie să avem în vedere faptul că toate aceste schimbări de formă trebuie făcute numai în cazul determinării caracteristicilor statice în microrégim, adică în regimul unor tensiuni de deplasare relativ mici.

Întrucît tensiunile de deplasare respective pentru tranzistorii de tipul $p-n-p$ și de tipul $n-p-n$ sînt de polarități contrare, rezultă că aceste caracteristici statice ale lor vor fi dispuse în cadrane diferite. Acest fapt creează anumite dificultăți, din care cauză se convine să se construiască caracteristicile volt-amperice, fără a se ține seama de polaritatea tensiunilor de deplasare, plasîndu-le într-un același cadran, atît pentru tranzistorii de tipul $p-n-p$, cît și de tipul $n-p-n$.

Domeniul activ

Acesta este domeniul de funcționare al unui tranzistor în amplificatorii liniari, fiind cel mai caracteristic în cazul dat. În cazul funcționării în domeniul activ, tensiunea aplicată colectorului, U_c , care deplasează colectorul în sens contrar, nu trebuie să depășească tensiunea de străpungere. Dacă în aceste condiții, puterea disipată pe colector se obține mai mare decât cea maximum admisă, atunci cea mai mare valoare a tensiunii colectorului este determinată de valoarea pentru care puterea disipată pe colector nu o depășește pe cea admisă. Valoarea maximă a tensiunii aplicată emitorului, $U_{eb\max}$, este de obicei limitată de valoarea admisibilă a intensității curentului. Prin urmare, în cazul funcționării în domeniul activ, tensiunile pe joncțiuni pot varia între următoarele limite :

$$0 \leq U_e < U_{eb\max}, 0 \geq U_c > -U_{c\text{ adm}},$$

unde $U_{c\text{ adm}}$ este tensiunea maxim admisă pe joncțiunea colector, în cazul polarizării inverse.

Totodată, densitățile de sarcină ale purtătorilor în bază, lângă joncțiuni, variază între următoarele limite :

$$q_{ci} \leq q_e < q_{co} \exp \frac{U_{eb\max}}{\varphi_T}, q_{ci} \geq q_c > 0.$$

Semnele egal din aceste expresii, cît și din cele analoage ce vor urma se referă la limitele domeniului. În figura 4.15 sînt date graficele distribuției densității de sarcină a purtătorilor minoritari din baza unui tranzistor de difuzie (figura 4.15, a) și a unui tranzistor drift (figura 4.15, b), atunci cînd aceștia lucrează în domeniul activ.

Purtătorii de sarcină minoritari care trec în bază prin joncțiunea emitorului, migrînd de la emitor către colector, dau naștere unui flux orientat normal. Intensitatea curentului format de fluxul purtătorilor minoritari într-un tranzistor de difuzie este determinată

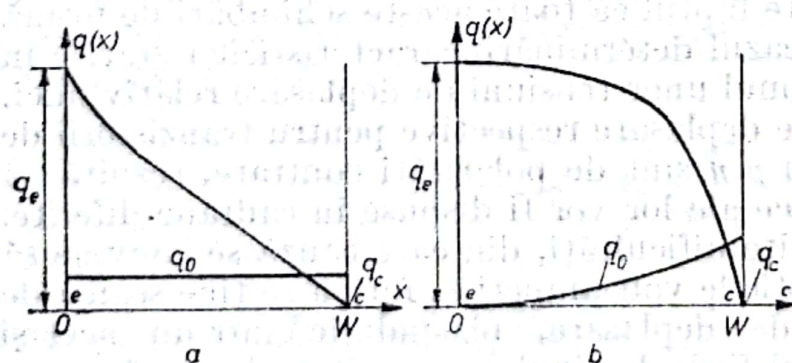


Fig. 4.15. Graficul distribuției densității de sarcină a purtătorilor minoritari din bază, cînd funcționarea este în regiunea activă:
a — pentru tranzistorul drift; b — pentru tranzistorul de difuzie.

de gradientul densității de sarcină din bază. În regim stabilizat densitatea de sarcină din baza unui tranzistor de difuzie variază aproape liniar (figura 4.15, *a*); gradientii densității de sarcină imediat lângă joncțiunile emitorului și colectorului, deci și intensitățile curenților care circulă prin joncțiuni, diferă insignifiant între ele.

În baza unui tranzistor drift, curentul în vecinătatea joncțiunii emitorului este determinat în fond de componenta de drift. În apropierea joncțiunii emitorului, densitatea de sarcină $q(x)$ este mare, dar variază neglijabil de puțin având un gradient mic, ceea ce face ca componenta de difuzie a curentului să aibă o intensitate mult mai mică decât cea de drift. În vecinătatea joncțiunii colector situația este contrară, densitatea de sarcină nu este mare, dat fiind că purtătorii de sarcină minoritari ajungând la joncțiunea colectorului, părăsesc baza. Gradientii concentrației ating însă valori considerabile, ceea ce face ca componenta de difuzie a curentului să o depășească pe cea de drift, astfel că, în imediata vecinătate a joncțiunii colectorului, curentul este în întregime determinat de componenta de difuzie.

Cînd se lucrează în domeniul activ, purtătorii de sarcină minoritari, care ajung la joncțiunea colectorului, părăsesc în totalitate regiunea bazei, dînd naștere, în circuitul de colector, unui curent de intensitate,

$$I_c = I_{TN} + I_{cT} \left(1 - \exp \frac{U_c}{\varphi_T} \right).$$

Prima dintre componente, I_{TN} , este generată de fluxul orientat normal al purtătorilor de sarcină minoritari, injectați în bază prin joncțiunea emitorului, fiind dată de următoarea expresie :

$$I_{TN} = \alpha_N I_c.$$

A doua componentă a curentului, I_{cT} , este generată de către fluxul purtătorilor de sarcină minoritari care iau naștere prin procesul de termogenerare a perechilor electron-gol, direct chiar în regiunile bazei și a colectorului. Acesta este curentul de natură termică al joncțiunii colectorului.

Cea de a treia componentă,

$$I_{cT} \exp \frac{U_c}{\varphi_T},$$

este formată din purtătorii de sarcină majoritari, care au învins bariera de potențial a joncțiunii colectorului. În starea de echilibru

($U_c = 0$), această componentă a curentului este compensată de curentul de origine termică. Rezultă deci că la limita regiunii active, curentul colectorului

$$I_c = \alpha_N I_e.$$

Pe măsură ce tensiunea de deplasare U_c este mărită, curentul purtătorilor de sarcină majoritari scade, astfel că pentru $|U_c| \geq (3 \div 4) \varphi_T \approx 75 \div 100 \mu V$, devine practic egală cu zero. Întrucît în domeniul activ, tranzistorul funcționează, de obicei, la tensiuni de deplasare de cel puțin 1 — 2 V, rezultă că curentul purtătorilor de sarcină majoritari, care circulă prin joncțiune, poate fi neglijat. Prin urmare, în acest caz vom avea

$$I_c = \alpha_N I_e \mp I_{cT}. \quad (4.16)$$

În ecuația (4.16) nu se ține seama de aportul curentului de recombinație, a curentului canal și a curentului de scurgere al joncțiunii colectorului. În cazul funcționării în domeniul activ, evaluarea contribuției acestor componente se poate face relativ simplu, înlocuind în ecuația (4.16) curentul de origine termică, I_{cT} , prin curentul de natură termică invers, al joncțiunii colectorului, I_{ci} . Atunci

$$I_c = \alpha_N I_e + I_{ci}. \quad (4.17)$$

Reamintim faptul că curentul invers al joncțiunii colectorului, I_{ci} , este constituit din componenta de difuzie a curentului de origine termică, I_{cT} , din componenta de generare a curentului de natură termică, I_{gi} , din curentul termic de canal $I_{can\ t}$ și din curentul de scurgere al joncțiunii colectorului, I_{cs} :

$$I_{ci} = I_{cT} + I_{gi} + I_{can\ t} + I_{cs}.$$

Prin ecuația (4.17) se determină una dintre caracteristicile fundamentale ale tranzistorului cînd acesta funcționează în domeniul activ. Aceasta este caracteristica de ieșire a sa, sau, așa-numita caracteristică de colector, care reprezintă dependența intensității curentului de colector față de tensiunea de ieșire, avînd ca parametru $I_e = \text{const.}$ Atunci cînd se lucrează cu intrarea prin bază, parametrul de intrare va fi curentul bazei I_b . În acest caz, familia caracteristicilor de colector este descrisă de expresia

$$I_c = \beta_N I_b + (1 + \beta_N) I_{ci}, \quad (4.18)$$

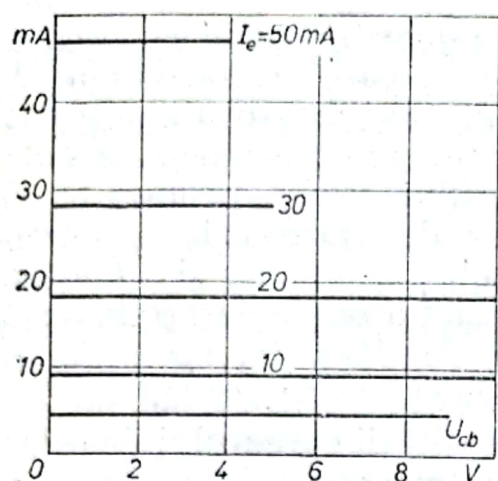


Fig. 4.16. Caracteristica de colector a unui tranzistor comandat prin circuitul de emitor.

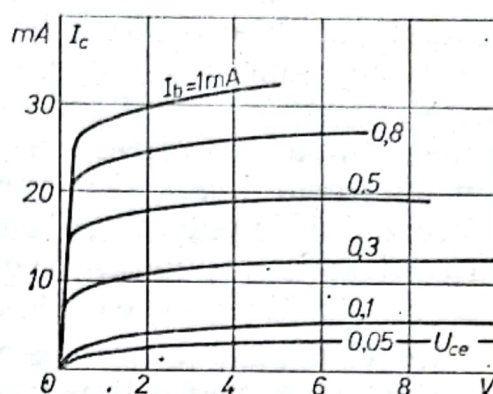


Fig. 4.17. Caracteristica de colector a unui tranzistor comandat prin circuitul bazei.

care se poate obține din ecuația (4.17), dacă se înlocuiește în ea,

$$I_e = I_c + I_b.$$

Caracteristicile de colector ale unui tranzistor care lucrează cu intrarea prin emitor sînt reprezentate în figura 4.16, iar cînd lucrează cu intrarea prin bază — în figura 4.17.

Din expresiile analitice ale caracteristicilor de colector, (4.17) și (4.18), rezultă că atunci, cînd $|U_c| > (3 \div 4)\phi_T$, intensitatea curentului de colector, I_c , nu depinde de valoarea tensiunii de deplasare inversă, aplicată joncțiunii colectorului. De fapt însă, în realitate, atunci cînd se ridică caracteristicile efective ale colectorului, se constată o creștere a curentului I_c cu creșterea tensiunii deplasării inverse, U_c . Această creștere a lui I_c este deosebit de evidentă în cazul comandării tranzistorului cu intrarea prin bază (figura 4.17).

O parte din variația intensității curentului de colector, care apare odată cu modificarea tensiunii U_{cb} sau U_{ce} , se datorește variației intensității curentului invers, I_{ci} (vezi § 3.5). Explicarea însă a întregii variații a intensității I_c , determinată practic (prin măsurări), atribuind-o numai variației lui I_{ci} , nu reușește, dat fiind că această creștere a lui I_c este, de obicei, sensibil mai mare decît creșterea lui I_{ci} .

Variația tensiunii colectorului influențează valoarea intensității curentului de colector, indirect: cu creșterea tensiunii de deplasare inversă, joncțiunea colectorului se lărgeste, ceea ce face ca baza, din contra, să-și îngusteze lărgimea și, viceversa, cu micșorarea acestei deplasări — joncțiunea colectorului se îngustează, pe cînd cea a bazei crește. Cu micșorarea lărgimii bazei, soade tim-

pul de trecere a purtătorilor de sarcină minoritari prin ea, ceea ce conduce la micșorarea fracțiunii dintre ei, care se recombina în bază, și deci la o creștere a acelei părți dintre purtătorii de sarcină, care ajung pînă la colector. Cu alte cuvinte, cînd tensiunea de polarizare inversă, aplicată joncțiunii colectorului, scade grosimea bazei, ce determină o creștere a coeficienților de transmisie a curențului emitorului, α_N , și a curențului bazei, β_N , produce și o creștere a curențului de colector. Cu scăderea tensiunii cu deplasare inversă, din contra, joncțiunea se îngustează, baza se lărgeste, α_N și β_N se micșorează, din care cauză și curențului colectorului scade.

Rezultă prin urmare că variația intensității curențului de colector odată cu variația tensiunii de ieșire este o consecință directă ce decurge din faptul că coeficientul de transmisie al curențului emitorului, α_N , sau coeficientul de transmisie al curențului bazei, β_N , depind de tensiunea de deplasare inversă, aplicată joncțiunii colectorului. Din această cauză, și în cadrul calculelor analitice este necesar să avem mărimile α_N , sau β_N , ca funcții de tensiunea de ieșire. Evaluarea în mod nemijlocit a variației lui α_N , sau β_N , complică substanțial analizarea și calcularea schemelor cu tranzistori. Aceasta face ca, în practică, să se prefere determinarea efectului modulării grosimii bazei asupra caracteristicilor tranzistorului în mod indirect — utilizînd o rezistență fictivă, r_c , de șuntare a joncțiunii colectorului. La drept vorbind, prin intermediul acestei rezistențe este evaluată variația coeficientului de transmisie a curențului, atunci cînd U_c variază; cu alte cuvinte, în loc de a varia valorile mărimilor α_N , sau β_N , ca funcții de U_c , se poate introduce rezistența r_c a joncțiunii colectorului și să-i considerăm pe α_N și β_N ca fiind independenți de U_c . Valoarea diferențială a rezistenței colectorului poate fi determinată din panta caracteristicii de colector. Și anume, în cazul cînd tranzistorul funcționează cu intrarea prin bază, această rezistență este de $(1 + \beta_N)$ ori mai mică decît atunci cînd se lucrează cu intrarea prin emitor.

Într-o schemă cu comanda prin bază, îngustarea bazei (cu creșterea tensiunii U_c) reduce, de asemenea, probabilitatea de recombina, ceea ce face ca numărul de goluri care ajung pînă la colector să crească. În mod corespunzător, crește numărul de electroni, care rămîn în baza unui tranzistor $p-n-p$. Astfel, de pildă, dacă numărul de goluri ajunse pînă la colector crește cu o valoare Δp , atunci numărul de electroni rămași în bază va crește exact cu aceeași valoare $\Delta n = \Delta p$. Pentru neutralizarea sarcinii electronilor rămași în bază, prin joncțiunea emitorului, pătrund golurile, al căror flux determină o creștere suplimentară a curențului de colector. Dacă intensitatea curențului bazei se menține constantă, atunci va fi necesar un număr de $\Delta p(1 + \beta_N)$ goluri, pentru a asigura recombinația celor $\Delta n = \Delta p$ electroni. Din această cauză, atunci cînd

comanda se face prin bază, datorită unei legături inverse, sui-generis (vezi § 4.2), se produce o creștere mai mare a curentului I_c , decât în schema cu comandă pe emitor.

Coeficienții de transmisie al curentului emitorului, α_N , și al curentului bazei, β_N , sînt, de asemenea, funcții de curentul de intrare. Dependentele acestor coeficienți de curentul de intrare pot fi determinate din caracteristica de transmisie a tranzistorului. Totuși, această caracteristică, reprezentînd dependența curentului de colector, față de curentul de intrare (care are drept parametru tensiunea de intrare) se folosește relativ rareori. În îndrumare se dau, de obicei, graficele variației coeficientului de transmisie β_N , în funcție de curentul emitorului, pentru oțeva valori tipice ale tensiunii U_c (figura 4.18).

Să examinăm caracteristica de intrare a tranzistorului, care reprezintă dependența curentului de emitor, I_e , sau a curentului bazei, I_b , în funcție de tensiunea emitor-bază, U_{eb} , adică,

$$I_e = F_e(U_{eb}),$$

avînd ca parametru pe $U_{cb} = \text{const}$, sau

$$I_e = F_b(U_{eb}),$$

avînd drept parametru pe $U_{ce} = \text{const}$. Prima dintre acestea (figura 4.19) este denumită caracteristică de intrare pe emitor, iar cea de a doua (figura 4.20) — caracteristică de intrare pe bază.

Expresiile analitice ale caracteristicilor de intrare se pot deduce dacă se pleacă de la ecuația (4.9), ținîndu-se cont de faptul că atunci cînd se lucrează în domeniul activ,

$$I_c = \alpha_N I_e + I_{ci}.$$

Atunci,

$$I_e = \frac{I_{eT}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(\exp \frac{U_e}{\varphi_T} - 1 \right) + \frac{\alpha_I I_{ci}}{1 - \alpha_N \alpha_I}. \quad (4.19)$$

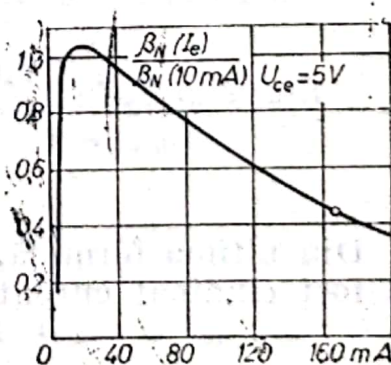


Fig. 4.18. Variația lui β_N în funcție de intensitatea curentului de emitor, I_e .

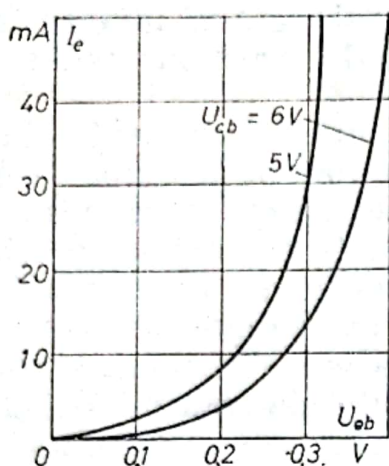


Fig. 4.19. Caracteristica de intrare a emitorului unui tranzistor.

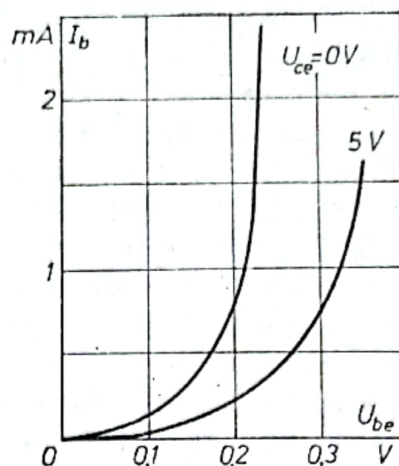


Fig. 4.20. Caracteristica de intrare a bazei unui tranzistor.

Introducînd în locul intensităților de curent I_{eT} și I_{ci} , valorile lor medii I'_{eT} și I'_{cT} și considerînd valabilă pentru ele relația (4.1), adică

$$\alpha_N I'_{eT} = \alpha_I I'_{cT},$$

vom obține

$$U_e = m_e \varphi_T \ln \left[\frac{I_e(1 - \alpha_N \alpha_I)}{I'_{eT}} + 1 - \alpha_N \right] \approx m_e \varphi_T \ln \left[\frac{I_e(1 - \alpha_N \alpha_I)}{I'_{eT}} \right]. \quad (4.20)$$

În expresia (4.20) se ține cont, prin intermediul coeficientului m_e , de particularitățile curentului de recombinare-generare și a curentului canal al joncțiunii emitorului.

Tensiunea de intrare a tranzistorului este constituită din tensiunea pe joncțiunea emitorului, U_e , și căderea de tensiune pe rezistența de volum a emitorului, $I_e r'_e$, și pe rezistența de volum a bazei $I_b r_b$, adică

$$U_{eb} = U_e + I_e r'_e + I_b r_b;$$

$$U_{eb} \approx m_e \varphi_T \ln \left[\frac{I_e(1 - \alpha_N \alpha_I)}{I'_{eT}} \right] + I_e \left(r'_e + \frac{r_b}{1 + \beta_N} \right) - I_{ci} r_b. \quad (4.21)$$

Din ultima formulă, pentru a se obține caracteristica de emitor, a fost eliminat curentul bazei (pe baza ecuației

$$I_e = (I_b + I_{ce})(1 + \beta_N),$$

ecuație ce se poate obține din (4.17), înlocuind pe

$$I_c = I_e - I_b).$$

Dacă se elimină însă din (4.21) curentul emitorului, atunci vom obține caracteristica bazei,

$$U_{eb} \approx m_e \varphi_T \ln \left[\frac{(I_b + I_{ci})(1 + \beta_N + \beta_I)}{I_{eT}(1 + \beta_I)} \right] + \\ + I_b[r'_e(1 + \beta_N) + r_b] + I_{ci}r'_e(1 + \beta_N). \quad (4.22)$$

Să analizăm punctele caracteristice. Pentru

$$U_e = 0,$$

spre deosebire de cazul joncțiunii $p-n$ individuale, curentul de emitor nu este egal cu zero. În acest caz, apariția fluxului orientat prin joncțiune este rezultatul interacțiunii cu joncțiunea vecină. Într-adevăr, după cum rezultă din ecuația (4.19), pentru $U_e = 0$, curentul emitorului este

$$I_e = I_{ci} \frac{\alpha_I}{1 - \alpha_N \alpha_I},$$

iar curentul bazei își schimbă sensul, devenind egal cu

$$I_b = I_e - I_c = I_e - (\alpha_N I_e + I_{ci}) = -I_{ci} \frac{1 - \alpha_I}{1 - \alpha_N \alpha_I} \approx -I_{ci}.$$

Pentru semnale de amplitudine mică, circuitul de intrare al tranzistorului este caracterizat prin rezistența sa diferențială, determinată prin panta caracteristicii volt-amperice. Rezistența de intrare a unui tranzistor cu comandă pe emitor se calculează după formula

$$r_{intr e} = \left(\frac{dU_{eb}}{dI_e} \right)_{U_{eb}=\text{const}} = r_e + r'_e + \frac{r_b}{1 + \beta_N},$$

iar în cazul cînd comanda este pe bază,

$$r_{intr b} = \left(\frac{dU_{eb}}{dI_b} \right)_{U_{eb}=\text{const}} = (r_e + r'_e)(1 + N) + r_b,$$

unde,

$$r_e = \frac{dU_e}{dI_e} \approx \frac{m_e \varphi_T}{I_e},$$

este rezistența diferențială a joncțiunii emitorului.

Trebuie să observăm că, în cazul cînd baza este comandată, rezistența de intrare este de $(1 + \beta_N)$ ori mai mare decît atunci, cînd comanda se face pe emitor, adică,

$$r_{intr\ b} = (1 + \beta_N) r_{intr\ e}.$$

După cum se poate vedea din caracteristicile volt-amperice reprezentate în figurile 4.19 și 4.20, curentul de intrare variază odată cu variația tensiunii de ieșire, U_{cb} sau U_{ce} . Variația intensității curentului de intrare (sau a tensiunii de intrare) în funcție de tensiunea de ieșire, este rezultatul modulării lărgimii bazei [44].

Vom elucidă sensul fizic al acestui efect, luînd drept exemplu un tranzistor de difuzie care lucrează cu intrare pe emitor. În figura 4.21 este reprezentată distribuția densității de sarcină a purtătorilor minoritari pentru două valori ale tensiunii de ieșire

$$|U''_{cb}| > |U'_{cb}|,$$

pentru cazul cînd curentul emitorului, I_e , se menține constant (deoarece

$$I_e \sim \left(\frac{\partial q(x)}{\partial x} \right)_{x=0},$$

rezultă că panta curbelor este aceeași, cînd $x = 0$). Dacă tensiunea U_{cb} crește (în valoare absolută), joncțiunea colectorului se lărgeste, pe cînd baza se îngustează, astfel

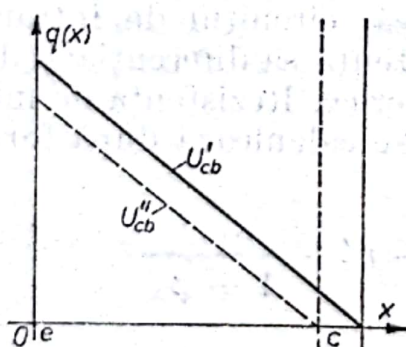


Fig. 4.21. Distribuția densității de sarcină a purtătorilor minoritari în baza unui tranzistor de difuzie, pentru $I_e = \text{const} (|U''_b| > |U'_{cb}|)$.

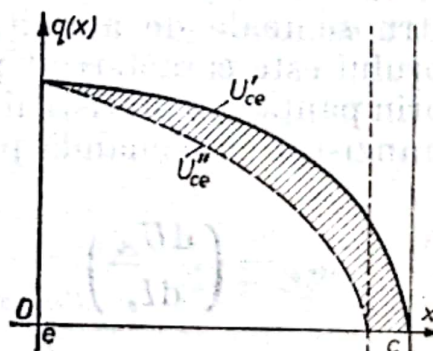


Fig. 4.22. Distribuția densității de sarcină a purtătorilor minoritari din baza unui tranzistor drift, pentru $U_e = \text{const} (|U''_{ce}| > |U'_{ce}|)$.

incit, pentru a se menține curentul I_e , la aceeași valoare, este necesar un număr mai mic de purtători de sarcină. Aceasta determină o micșorare a densității de sarcină în toate porțiunile bazei, inclusiv în vecinătatea imediată a joncțiunii emitorului. Odată cu micșorarea densității de sarcină de la joncțiunea emitorului, q_e , scade tensiunea de deplasare

$$U_e = m_e \varphi_T \ln \frac{q_e}{q_{ei}}.$$

Prin urmare, rezultă că într-un tranzistor funcționează o legătură inversă sui-generis, care determină o variație a tensiunii de intrare, în funcție de variația celei de ieșire. Acest fenomen este cunoscut sub denumirea de efectul lui Early [44].

În schema cu comanda pe bază se constată situația inversă: cu creșterea tensiunii de ieșire, curentul de intrare, I_b , se micșorează (vezi figura 4.20), pe cînd I_e crește. Pentru a înțelege acest efect, vom analiza graficele distribuției densității de sarcină a purtătorilor minoritari în bază, de pildă, a unui tranzistor drift, pentru două valori ale tensiunii de ieșire, ($|U_{ce}''| > |U_{ce}'|$), în cazul cînd tensiunea de intrare se menține constantă (figura 4.22). Cu creșterea (în valoare absolută) a tensiunii U_{ce} , joncțiunea colector se lărgeste, baza îngustîndu-se, ceea ce face ca sarcina purtătorilor din ea să scadă (proporțional cu aria porțiunii hașurate din figura 4.22). Întrucît curentul bazei, I_b , ia naștere în principal, datorită recombinării purtătorilor, rezultă în mod evident că, odată cu micșorarea numărului de purtători din bază, curentul I_b va descrește.

Influența circuitului de ieșire asupra circuitului de intrare al unui tranzistor dat, se obișnuiește a se caracteriza prin coeficientul de difuzie al legăturii inverse, definit prin expresia

$$\mu_{ec} = \left(\frac{U_e}{U_c} \right)_{I_e = \text{const}}.$$

Acest coeficient are o valoare nu prea mare: de regulă, $\mu_{ec} = 10^{-4} - 10^{-6}$. Din această cauză efectul Early își manifestă influența în schemele cu rezistența de ieșire mare, în care variația relativă a tensiunii de ieșire atinge o valoare considerabilă.

Domeniul de saturație

În domeniul saturației, atît joncțiunea colectorului, oît și cea a emitorului, sînt polarizate în sens direct. Totodată, valorile maxime ale tensiunilor aplicate joncțiunilor sînt determinate, fie de valorile maxime ale intensităților curenților, admisibile, fie de către puterea maxim admisă. Tensiunile pe joncțiuni și densitatea de sarcină a purtătorilor minoritari, acumulați în bază, imediat lîngă joncțiune, pot să varieze între următoarele limite:

$$0 \leq U_e < U_{eb \max}; \quad 0 \leq U_c < U_{cb \max};$$

$$q_{ei} \leq q_e < q_{ei} \exp \frac{U_{eb \max}}{\varphi_T}; \quad q_{ci} \leq q_c < q_{ci} \exp \frac{U_{cb \max}}{\varphi_T},$$

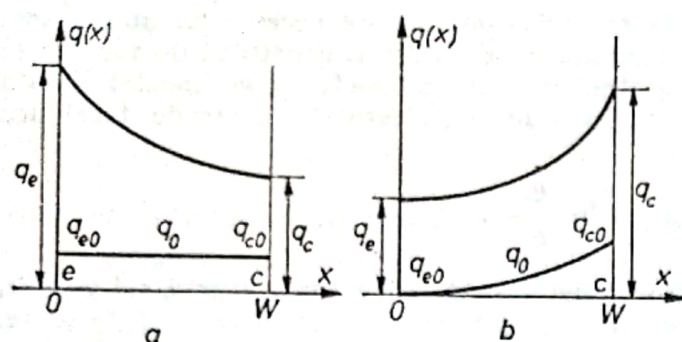


Fig. 4.23. Graficele distribuției densității de sarcină a purtătorilor minoritari, în cazul funcționării în domeniul saturării :

a — pentru un tranzistor de difuzie; *b* — pentru un tranzistor drift.

unde $U_{cb \max}$ este tensiunea maximă admisă pe colectorul tranzistorului, în cazul polarizării inverse a acestuia.

Graficele distribuției $q(x)$ în bază, când se lucrează în domeniul de saturație, sînt date în figura 4.23, *a* (pentru un tranzistor de difuzie) și în figura 4.23, *b* (pentru un tranzistor drift).

Pentru acest domeniu este caracteristică acumularea unui mare număr de purtători de sarcină minoritari în bază, chiar în vecinătatea imediată a joncțiunii colectorului. Purtătorii de sarcină minoritari, care se injectează în bază prin joncțiunea emitorului difuzează, iar în tranzistorii drift sînt antrenati simultan în deplasarea de drift de la emitor către colector. În această situație, indiferent de regimul de funcționare al tranzistorului, curentul I_{TN} , care se formează de către fluxul purtătorilor de sarcină orientat normal, care ajung pînă la joncțiunea colectorului, va fi egal cu $\alpha_N I_e$. De condițiile de lucru va depinde însă ce parte anume dintre purtătorii minoritari difuzează prin joncțiunea colectorului. Așa, de pildă, în schema reprezentată în figura 4.24, valoarea cea mai mare a curentului colectorului nu poate depăși mărimea E_c/R_c , iar dacă, curentul emitorului,

$$I_e > \frac{E_c}{R_c \alpha_N},$$

atunci o parte dintre purtători va rămîne în bază. Rezultă deci că, dacă dintr-o anumită cauză dată, scurgerea purtătorilor de sarcină în circuitul colectorului este limitată, atunci vor veni din bază, în colector, numai atîția purtători cîți sînt necesari pentru a menține curentul colectorului la intensitatea I_c . O parte a purtătorilor de sarcină va rămîne în bază, ceea ce va conduce la creșterea concen-

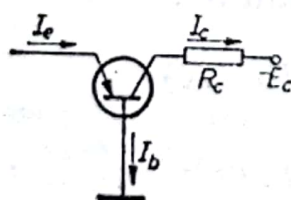


Fig. 4.24. Schema unui amplificator cu tranzistori.

trației lor și, deci, și a densității de sarcină. În particular, densitatea de sarcină a purtătorilor minoritari, la joncțiunea colectorului, crește proporțional cu diferența $I_{TN} - I_c$. Odată cu acumularea purtătorilor de sarcină, va avea loc recombinarea lor, ceea ce limitează creșterea nelimitată a sarcinii purtătorilor. Procesul de acumulare a purtătorilor în bază, chiar nemijlocit lângă joncțiunea colectorului, se va opri atunci când creșterea sarcinii purtătorilor, determinată de diferența curenților $I_{TN} - I_c$, va fi total compensată prin micșorarea sarcinii datorită recombinației, adică atunci când

$$k_1(I_{TN} - I_c) = \frac{q_c - q_{c0}}{\tau_{\text{purt}}}, \quad (4.23)$$

unde k_1 este un coeficient de proporționalitate, iar τ_{purt} este timpul de viață mediu al purtătorilor care caracterizează procesul de recombinare.

Acumularea sarcinii la joncțiunea colectorului determină o creștere a tensiunii pe joncțiune. Când densitatea de sarcină, q_c , depășește valoarea sa de echilibru, q_{c0} , joncțiunea este deplasată în sens direct, astfel încât tranzistorul ajunge în domeniul saturației. Din ecuația (4.23) rezultă că în regimul stabilizat, q_c poate deveni mai mare ca q_{c0} , adică tranzistorul se va afla în domeniul saturației atunci când fluxul de purtători ce ajung la joncțiunea colectorului,

$$I_{TN} = \alpha_N I_e,$$

depășește curentul de colector I_c , adică atunci, când

$$\alpha_N I_e > I_c.$$

Când tranzistorul lucrează în domeniul saturației, curentul colectorului depinde slab de curentul de intrare, adică de curentul emitorului sau de curentul bazei. Ajungînd în domeniul saturației, tranzistorul se comportă ca și când și-ar pierde proprietățile sale de amplificare, din cauza „saturării” curentului colectorului. În realitate are loc saturarea nu a curentului de colector, ci „saturarea” tensiunii la care este colectorul. După ce joncțiunea colectorului a fost deplasată în sens direct, variațiile în continuare ale tensiunii pe colector sînt atît de neglijabile, încît se poate considera, practic, această tensiune ca fiind constantă. Dacă sarcina este pur activă, atunci concomitent cu stabilizarea tensiunii se produce și saturația curentului colectorului. Dacă însă, sarcina tranzistorului o formează elemente reactive, atunci, în cazul funcționării în regim

de impulsuri, și după ce tensiunea s-a stabilizat pe colector, variațiile intensității curentului de colector nu încetează, astfel că nu se ajunge la o saturație a curentului.

În domeniul saturației tranzistorul se caracterizează prin caracteristica de ieșire, care reprezintă dependența curentului de ieșire față de tensiunea de ieșire, pentru un curent de intrare dat.

În schema cu bază comună, tensiunea de ieșire este tensiunea ce există între terminalul colector și terminalul bază, U_{cb} , fiind dată de formula

$$U_{cb} = U_c - I_c r'_c + I_b r_b = U_c - I_c r'_c + (I_e - I_c) r_b.$$

Determinând tensiunea U_c din expresia pentru curentul colectorului, vom obține din [4.15):

$$U_{cb} = m_c \varphi_T \ln \left(1 + \frac{\alpha_N I_e - I_c}{I'_{cT}} \right) - I_c (r_b + r'_c) + I_e r_b. \quad (4.24)$$

Funcția (4.24) reprezintă expresia analitică a caracteristicii de ieșire atunci cînd comanda se face prin circuitul emitorului. Această caracteristică este reprezentată în figura 4.25.

La frontiera dintre domeniul saturației și domeniul activ (pentru $U_c = 0$ și $U_e > 0$), curentul colectorului, conform lui (4.15); va fi egal cu

$$I_c = \alpha_N I_e,$$

iar tensiunea de ieșire va fi egală cu :

$$U_{cb \text{ tr}} = I_b r_b - I_c r'_c = I_e [r_b (1 - \alpha_N) - r'_c].$$

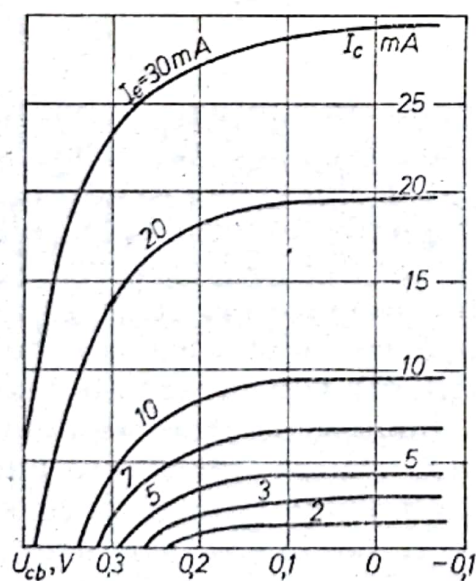


Fig. 4.25. Caracteristica de ieșire a unui tranzistor în domeniul saturației, cînd comanda se aplică pe emitor.

Din ultima formulă rezultă că, dacă

$$a) \quad r_b(1 - \alpha_N) < r'_c,$$

atunci pe frontiera saturației, potențialul colectorului în raport cu baza este pozitiv, pentru un tranzistor $p-n-p$, pe cînd pentru un tranzistor $n-p-n$, acest potențial va fi negativ. Acest caz este caracteristic pentru tranzistorii de difuzie, la care, de regulă, rezistența de volum a colectorului, r_c , este mică în comparație cu mărimea lui $r_b(1 - \alpha_N)$;

$$b) \quad r_b(1 - \alpha_N) < r'_e,$$

atunci, din contra, saturația survine pentru un potențial de colector în raport cu baza, negativ, în cazul cînd tranzistorul este de tipul $p-n-p$, și pozitiv — pentru tipul $n-p-n$ al tranzistorului. Acest caz este caracteristic pentru tranzistorii drift (mai ales pentru cei de siliciu), dat fiind că în tranzistorii drift, rezistența de volum a bazei, r_b , este mai mică, pe cînd rezistența de volum a colectorului, r'_c , este mai mare decît rezistențele corespunzătoare ale tranzistorilor de difuzie.

Să examinăm caracteristica de ieșire a tranzistorului, în cazul cînd acesta este comandat prin circuitul bazei. Tensiunea dintre colector și emitor, U_{ce} , care acum va fi tensiunea de ieșire, este definită prin expresia

$$U_{ce} = U_c - U_e - I_c r'_c - I_e r'_e = U_c - U_e - I_b(r_c + r_e) - I_b r'_e.$$

Determinînd tensiunile de pe joncțiuni, U_c și U_e , din sistemul de ecuații (4.15), după o serie de transformări corespunzătoare, vom obține expresia analitică a caracteristicii de ieșire

$$U_{ce} = m_c \varphi_T \ln \left[1 + \frac{\beta_N I_b - I_c}{I_{cT}(1 + \beta_N)} \right] - m_e \varphi_T \ln \left[1 + \frac{(1 + \beta_I) I_b + I_c}{I'_{eT}(1 + \beta_I)} \right] - I_c(r'_c + r'_e) - I_b r'_e. \quad (4.25)$$

Această caracteristică este dată în figura 4.26. Pe frontiera dintre domeniul de saturație și domeniul activ (pentru $U_c = 0$ și $U_e > 0$) curentul de colector este

$$I_c = \beta_N I_b.$$

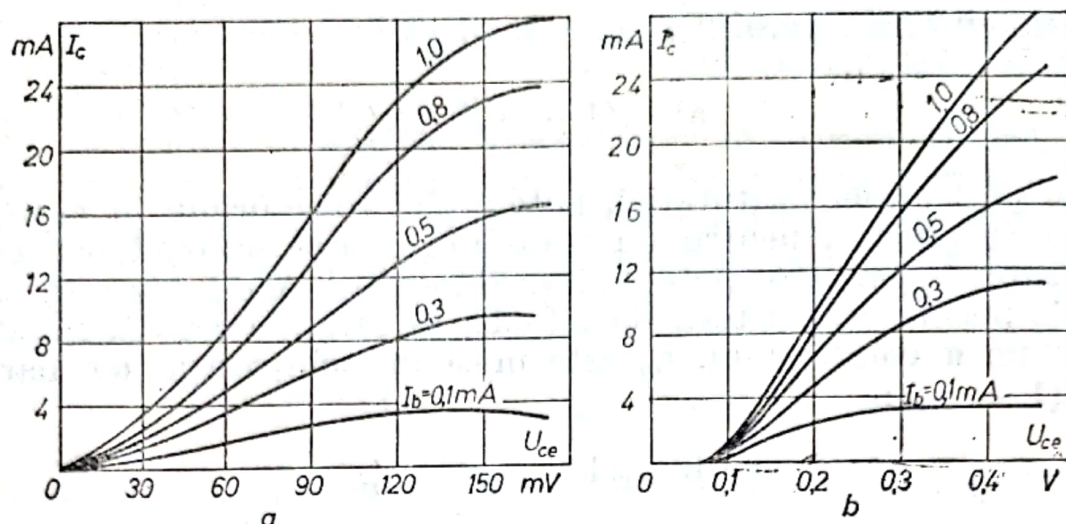


Fig. 4.26. Caracteristica de ieșire a tranzistorului, în domeniul saturației, cînd comanda se aplică pe bază :

a — pentru tranzistorul de difuzie; b — pentru tranzistorul drift.

Tensiunea de ieșire va fi egală, în acest caz, cu :

$$U_{cefr} = -m_e \varphi_T \ln \left[1 + \frac{(1 + \beta_N + \beta_I) I_b}{I'_{eT}(1 + \beta_I)} \right] - I_b [r'_e \beta_N + r'_e (1 + \beta_N)].$$

Pe frontiera saturației, potențialul colectorului în raport cu emitorul, pentru un tranzistor $p-n-p$, este negativ, pe cînd pentru un tranzistor $n-p-n$, acesta este pozitiv.

Pentru cazul cînd $I_c = 0$, conform lui (4.25), tensiunea de ieșire se exprimă prin expresia¹

$$\begin{aligned} U_{ce0} &= m_c \varphi_T \ln 1 + \frac{I_b \beta_N}{I'_{eT}(1 + \beta_N)} - m_e \varphi_T \ln \left(1 + \frac{I_b}{I'_{eT}} \right) - I_b r'_e \approx \\ &\approx - \left(\varphi_T \ln \frac{1}{\alpha_I} + I_b r'_e \right). \end{aligned}$$

Din ultima expresie se vede că, atunci cînd curentul bazei,

$$I_b \gg I'_{eT},$$

tensiunea de ieșire U_{ce0} este determinată de coeficientul de transmisie al colectorului, α_I . În tranzistorii drift, α_I este egal, de obicei,

¹ În ultima aproximare, s-au luat $m_c = m_e = 1$;
 $\alpha_N I'_{eT} \approx \alpha_I I'_{eT}$ și s-a ținut seama că, de obicei, $I_b \gg I'_{eT}$.

cu 0,1—0,2, iar la cei de difuzie, cu 0,7—0,9. Din această cauză, valoarea absolută a tensiunii de ieșire a unui tranzistor drift este mai mare decât cea a unui tranzistor de difuzie (figura 4.26).

Domeniul tăierii curenților

În domeniul tăierii curenților, joncțiunile emitorului și cea a colectorului au polarizările inverse. Valoarea cea mai mare a tensiunii ce se aplică unei joncțiuni $p-n$, în sens invers, nu trebuie să depășească tensiunea de străpungere. Conform condițiilor tehnice, deplasarea inversă maximă aplicată joncțiunii este limitată la o tensiune limită admisibilă, care corespunde unei anumite stări de prestrăpungere. Rezultă deci, că în domeniul tăierii, tensiunile joncțiunii emitorului și cea a colectorului, cât și densitățile de sarcină corespunzătoare ale purtătorilor minoritari, din bază, variază între limitele :

$$0 \geq U_e > -U_{e\text{adm}}; \quad 0 \geq U_c > U_{c\text{adm}};$$

$$q_{c0} \geq q_c > q_{c0} \exp\left(-\frac{U_{e\text{adm}}}{\varphi_T}\right) \approx 0; \quad q_{e0} \geq q_e > q_{e0} \exp\left(-\frac{U_{c\text{adm}}}{\varphi_T}\right) \approx 0,$$

unde $U_{e\text{adm}}$ și $U_{c\text{adm}}$ sînt tensiunile maxim admise, în cazul cînd joncțiunea emitorului și cea a colectorului sînt polarizate invers una față de cealaltă.

În figura 4.27 sînt reprezentate graficele de distribuție a densității de sarcină a purtătorilor minoritari în baza unui tranzistor drift (fig. 4.27, *a*) și a unui tranzistor de difuzie (fig. 4.27, *b*). Atunci cînd tranzistorul lucrează în domeniul de tăiere, densitățile de sarcină din vecinătatea imediată a joncțiunilor emitorului și acelei a

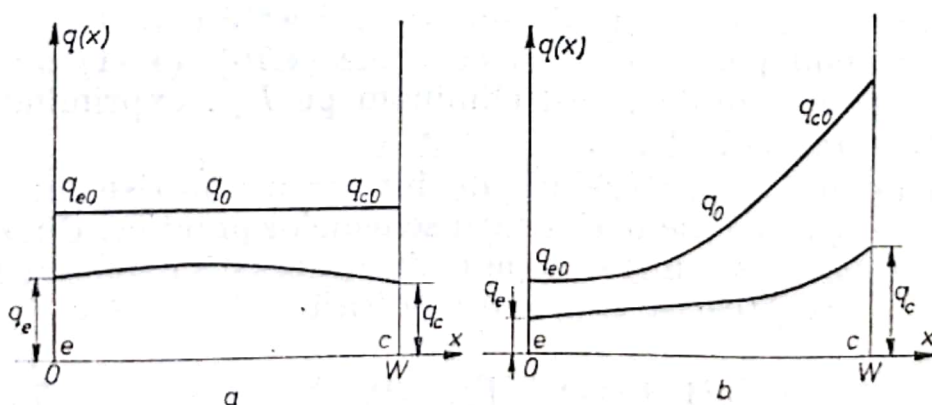


Fig. 4.27. Graficele distribuției densității de sarcină a purtătorilor minoritari în cazul funcționării în regiunea de tăiere :

a — pentru un tranzistor de difuzie; *b* — pentru tranzistorul drift.

colectorului, q_e și q_c , nu sînt mari: valorile lor nu depășesc valorile de echilibru, q_{e0} și q_{c0} . În acest regim se produce o scurgere a purtătorilor minoritari din regiunea bazei. Este, de asemenea, redus și gradientul de sarcină în imediata apropiere a joncțiunilor, ceea ce face ca prin joncțiuni să circule curenți mici. În tranzistorul de difuzie, acești curenți se datoresc difuziei, intensitățile lor fiind determinate de tangentele la curba $q(x)$ chiar direct pe joncțiune. În tranzistorul drift, curenții prin joncțiune sînt formați din componentele de difuzie și cele de drift (intensitățile acestora din urmă fiind proporționale la joncțiunea emitorului cu q_e , iar la joncțiunea colectorului cu q_c). Componentele de drift și cele de difuzie circulă în sensuri contrare, astfel încît la joncțiunea emitorului intensitatea curentului de difuzie este mai mare decît cea a curentului de drift, pe cînd la joncțiunea colectorului, situația este inversă — intensitatea curentului de drift este mai mare față de cea a curentului de difuzie.

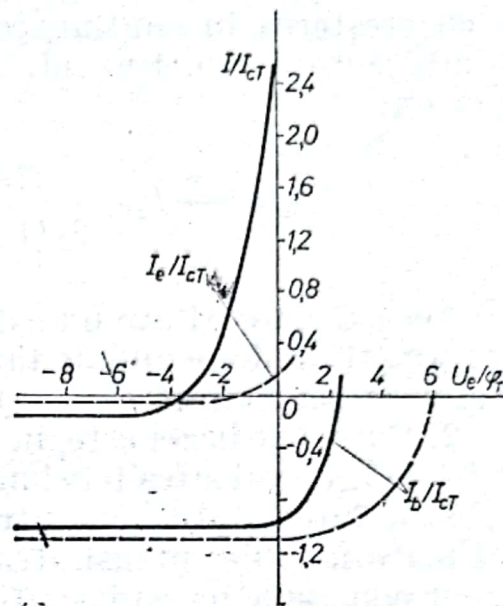
În cazul funcționării în domeniul tăierii, tranzistorul poate fi caracterizat suficient de complet prin cele două caracteristici ale sale. Prima dintre ele este caracteristica de intrare, care reprezintă dependența curentului de intrare față de tensiunea de intrare, atunci cînd tensiunea de ieșire are o valoare bine determinată, iar cea de a doua — caracteristica de transmisie — determină dependența curentului de ieșire față de tensiunea de intrare, atunci cînd tensiunea de ieșire, de asemenea, este bine definită. Dintre caracteristicile familiei caracteristicilor de ieșire, care reprezintă dependența curentului de ieșire de tensiunea de ieșire, în practică este folosită, de obicei, numai una — aceasta este dependența dintre curentul de ieșire de tensiunea de ieșire, funcționarea la intrare fiind în gol. Aceasta este deci tocmai caracteristica volt-amperică a joncțiunii colectorului.

Să examinăm mai întîi caracteristicile tranzistorului propriu-zis, făcînd abstracție de curentul de recombinare-generare, de curentul canal, cît și de curentul de scurgere. Aceste caracteristici pot fi obținute în mod nemijlocit din ecuațiile (4.10), (4.11) sau (4.14). În acest caz, este indicat să-l eliminăm pe I_{eT} , exprimîndu-l prin I_{cT} , în baza relației (4.12).

Vom analiza caracteristica de intrare a tranzistorului pentru cazul $|U_c| \gg \varphi_T$, specific majorității schemelor practice. Cînd tranzistorul funcționează cu intrarea pe emitor, această caracteristică este descrisă de următoarea expresie analitică:

$$I_e = I_{cT} \frac{\beta_I(1 + \beta_N)}{\beta_N(1 + \beta_N + \beta_I)} \left[(1 + \beta_N) \exp \frac{U_e}{\varphi_T} - 1 \right], \quad (4.26, a)$$

Fig. 4.28. Caracteristicile de intrare ale tranzistorului propriu-zis în regiunea de tăiere
(— — — — — pentru un tranzistor de difuzie;
— — — — — pentru tranzistorul drift).



iar cînd lucrează cu intrarea pe bază, va fi dată de expresia analitică :

$$I_b = I_{cT} \frac{\beta_I(1 + \beta_N)}{\beta_N(1 + \beta_N + \beta_I)} \left[\exp\left(-\frac{U_b}{\varphi_T}\right) - \left(1 + \frac{\beta_N}{\beta_I}\right) \right], \quad (4.26, b)$$

în care $U_b = -U_e$ este potențialul bazei în raport cu emitorul.

Caracteristicile de intrare sînt reprezentate în figura 4.28, în care prin curbele continue sînt trasate caracteristicile tranzistorului de difuzie, iar prin cele întrerupte, caracteristicile tranzistorului drift.

Din analiza caracteristicilor de intrare rezultă următoarele :

1. Intensitatea curentului de emitor atinge valoarea sa maximă, pe limita domeniului (cînd avem $U_e = 0$),

$$I_e = I_{cT} \frac{\beta_I(1 + \beta_N)}{1 + \beta_N + \beta_I} \approx I_{cT} \beta_I,$$

fiind de ordinul cîtorva I_{cT} , luată ca unitate, pentru tranzistorii de difuzie, pe cînd pentru tranzistorii drift este sensibil mai mică decît I_{cT} . Desorescînd treptat, curentul emitorului devine egal cu zero, pentru

$$U_e = -\varphi_T \ln(1 + \beta_N),$$

iar cu creșterea în continuare a tensiunii de deplasare inversă, își schimbă sensul său, tinzând, la limită, către o valoare a intensității egală cu

$$I_{esc} = - I_{cT} \frac{\beta_I(1 + \beta_N)}{\beta_N(1 + \beta_N + \beta_I)} \approx - I_{cT} \frac{\beta_I}{\beta_N}.$$

Această intensitate nu este mare. Datorită acestui fapt, în cazul funcționării în domeniul de tăiere, curentul invers al joncțiunii colectorului se scurtoarează aproape integral, prin electrodul bazei.

2. Curentul bazei este, în domeniul de tăiere, negativ și, practic, nu depinde de valoarea tensiunii de intrare. Atunci când intrarea este pe bază, intensitatea curentului de intrare este de $1 + \beta_N/\beta_I$ ori mai mare față de intensitatea curentului de intrare a unui tranzistor cu comanda pe emitor, fiind aproximativ egală cu intensitatea I_{cT} a curentului de origine termică a joncțiunii colectorului. Intensitatea curentului bazei începe să descrească, la trecerea în domeniul activ, astfel încât atunci când tensiunea,

$$U_{et} = \varphi_T \ln \left(1 + \frac{\beta_I}{\beta_N} \right),$$

devine egală cu zero.

Atât curentul emitorului, cât și curentul bazei, depind, desigur, și de tensiunea joncțiunii colectorului, U_c . Acești curenți variază însă sensibil, odată cu variația lui U_c , numai în vecinătatea frontierei ce delimitează domeniul tăierii (pentru valori mici ale lui U_c). În acest caz, curentul emitorului crește, pe când curentul bazei, din contra, scade. Un astfel de regim se întâlnește rareori în practică, nefiind deci necesar să ne oprim mai detaliat asupra lui.

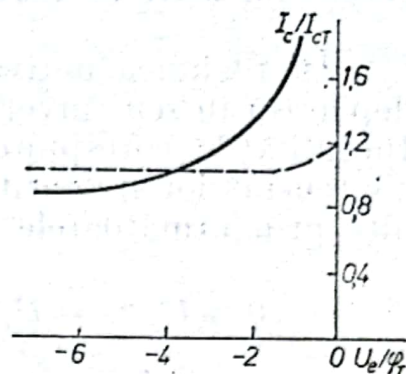
Să examinăm caracteristica de transfer a tranzistorului, care este determinată de expresia

$$I_c = I_{cT} \frac{1 + \beta_N}{1 + \beta_N + \beta_I} \left(1 + \beta_I \exp \frac{U_e}{\varphi_T} \right). \quad (4.27)$$

Aceste caracteristici sînt reprezentate în figura 4.29 (curba continuă — pentru tranzistorul de difuzie, cea punctată — pentru tranzistorul drift).

Din analiza caracteristicii de transfer rezultă că curentul de ieșire în regiunea tăierii este aproximativ egal cu curentul de origine termică a colectorului.

Fig. 4.29. Caracteristica de transfer a tranzistorului în regiunea de tăiere (— pentru tranzistor de difuzie ; — — — — pentru tranzistor drift).



Caracteristicile examinate reprezintă caracteristicile tranzistorului propriu-zis. Ele se deosebesc de caracteristicile reale, în primul rând, prin faptul că acestea din urmă reprezintă dependența curenților în funcție de tensiunile aplicate nemijlocit electrozilor de ieșire ale tranzistorului. Deoarece în domeniul tăierii, curenții sînt mici, rezultă că și căderile de tensiune pe rezistențele de volum, r_b , r'_c și r'_e , vor fi neglijabile, astfel încît se poate face abstracție de ele. Din această cauză, tensiunile aplicate între electrozii respectivi și deplasările pe joncțiuni sînt practic egale între ele. În acest regim, caracteristicile reale diferă de caracteristicile tranzistorului propriu-zis, în principal, datorită curenților de scurgere, a curenților de canal și a curenților de recombinare-generare.

La funcționarea în domeniul tăierii, influența componentelor enumerate poate fi evaluată relativ simplu: la curenții de colector, definit prin expresia (4.27), se adaugă curenții I_{cb} ; din curenții de emitor, definit prin expresia (4.26, a), se scade curenții I_{eb} (unde I_{cb} și I_{eb} sînt suma dintre curenții de scurgere, curenții de canal și curenții de recombinare-generare, respectiv, pentru joncțiunea colectorului și pentru cea a emitorului). Corecția corespunzătoare în expresia (4.26, b) pentru curenții de bază se reduce la micșorarea intensității acestuia cu valoarea sumei intensităților $I_{cb} + I_{eb}$.

Discordanța dintre caracteristicile reale și caracteristicile tranzistorului propriu-zis, determinate de prezența curenților de balast I_{cb} și I_{eb} apar deosebit de pregnant pentru dispozitivele din siliciu. Cu creșterea temperaturii, această discrepantă se manifestă într-o măsură mai mică, dat fiind că la temperaturi mai mari, curenții de origine termică, I_{eT} și I_{cT} , devin predominanți. Din această cauză, la calcularea schemelor ce funcționează într-un interval larg de temperaturi, se ține cont, în principal, de curenții de origine termică.

Domeniul activ de inversiune

În regiunea activă de inversiune, joncțiunea emitorului este deplasată în sens invers, pe când cea a colectorului — în sens direct. Inegalitățile corespunzătoare, care determină limitele de variație ale tensiunilor și densităților sarcinii pentru acest domeniu sînt definite prin următoarele relații :

$$0 \geq U_e > -U_{e\text{adm}}; \quad 0 \leq U_c < U_{cb\text{max}}; \quad q_{c0} \geq q_e > 0;$$

$$q_{c0} \leq q_c < q_{c0} \exp \frac{U_{cb\text{max}}}{T}.$$

Graficele de distribuție $q(x)$ pentru domeniul activ de inversiune sînt date în figura 4.30. Din grafice rezultă că purtătorii de sarcină minoritari sînt strinși de către emitor, adică emitorul funcționează ca un colector, pe când injectarea acestor purtători de sarcină se face de către colector, adică colectorul lucrează ca un emitor. O parte a purtătorilor de sarcină injectați de către colector, ajung pînă la joncțiunea emitorului, formînd fluxul I_{TI} , orientat invers, a cărei intensitate este determinată de ecuația

$$I_{TI} = \alpha_I I_c.$$

În cazul funcționării în domeniul de inversiune, purtătorii minoritari care parvin pînă la joncțiunea emitorului părăsesc baza. În această situație, curentul care circulează prin circuitul emitorului este constituit din curentul de inversiune I_{TI} și curentul de origine termică al joncțiunii emitorului, I_{eT} .

Conectarea inversă este aplicată în schemele comutatoarelor bidirecționale, care este rațional să fie construite pe bază de tranzistori simetrici. În tranzistorii simetrici, cele două domenii marginale, care formează emitorul și colectorul, au și aceleași proprietăți, și

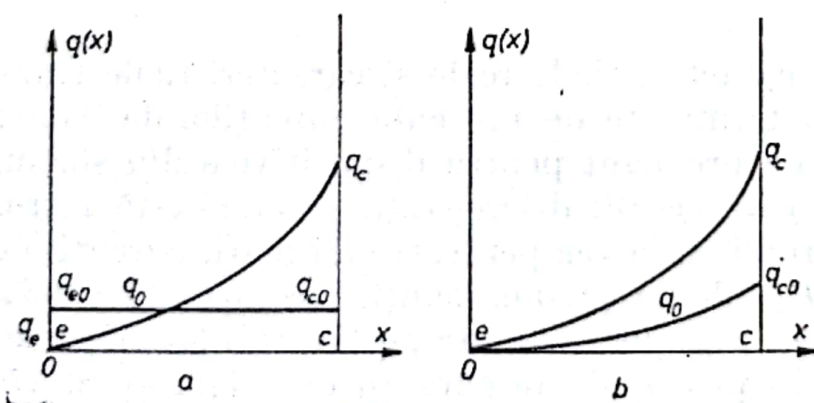


Fig. 4.30. Graficele de distribuție ale densității de sarcină a purtătorilor minoritari, în cazul funcționării în domeniul de inversiune :

a — pentru tranzistor de derivație;
b — pentru tranzistorul drift.

aceleași dimensiuni geometrice. Oricare dintre acești doi electrozi poate lucra cu o aceeași eficiență, atât ca emitor, cât și ca colector.

Pentru tranzistorii simetrici, caracteristicile din domeniul de inversiune sînt analoage cu caracteristicile din domeniul activ. Particularitățile caracteristicilor de inversiune ale tranzistorilor nesimetrice, utilizați în modulatori, sînt analizate în mod amănunțit în lucrarea [45].

4.4. CARACTERISTICILE ÎN REGIM DE IMPULSURI

La amplificarea și transformarea semnalelor de impulsuri se produce o distorsionare a formei lor, determinată de inerția proceselor ce au loc în regiunile de lucru ale cristalului. În semiconductorii bipolari deformările sînt legate, în primul rînd, de procesele ce se petrec în regiunea bazei și în straturile de joncțiune ce-i sînt adiacente.

Cînd amplitudinea semnalului de intrare crește, se produce o variație a concentrației purtătorilor de sarcină și a fluxurilor lor. În montajele de impulsuri, amplitudinea semnalelor variază destul de repede. Din cauza însă a inerției tranzistorului, variația concentrației și a fluxurilor purtătorilor de sarcină se va produce cu o anumită viteză finită, ceea ce provoacă o reducere a amplificării puterii și o deformare a semnalului de ieșire. Prin urmare, inerția tranzistorului poate fi caracterizată cantitativ prin durata stabilizării concentrației (sau a densității) purtătorilor și a fluxurilor lor.

În regiunea bazei tranzistorilor, variația densității de sarcină și a fluxurilor purtătorilor are loc, în primul rînd, datorită difuziei și driftului, iar în al doilea, datorită proceselor de recombinare și de generare. În primul caz, inerția tranzistorului este determinată de timpul de trecere mediu al purtătorilor de sarcină prin domeniul bazei și de dispersia acestui timp (vezi § 2.6). În al doilea caz, durata stabilizării concentrației purtătorilor de sarcină, cât și a fluxurilor lor, va fi determinată de timpul de viață al lor, luat în valoare medie (vezi § 2.7).

Inerția proceselor ce au loc în straturile joncțiunilor este caracterizată mai întîi prin timpul de stabilizare a sarcinii în joncțiunea însăși. Exact la fel ca și într-o joncțiune $p-n$ individuală (vezi § 3.6), durata acestui proces este determinată de durata de reîncărcare a capacității joncțiunii collectorului C_{jc} și a capacității joncțiunii emitorului C_{je} . Într-o serie de cazuri, apare necesitatea evaluării și a duratei recombinării și generării în stratul joncțiunii, pentru a o lua în considerație.

Desigur, distorsionările care apar în cadrul amplificării semnalelor de impulsuri reprezintă rezultatul acțiunii simultane a tuturor

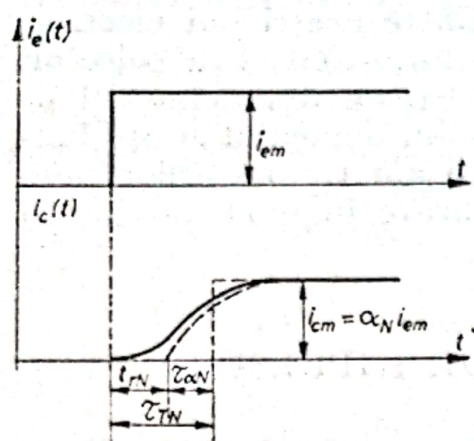


Fig. 4.31. Epúrele variației curenților de emitor și de colector.

acestor procese, care au fost enumerate aici. În scopul simplificării analizei, vom examina efectul fiecăruia dintre aceste procese separat. Astfel, de pildă, în cadrul analizei proceselor din bază, vom considera joncțiunile ca fiind ideale, neglijând deci variațiile fluxurilor purtătorilor minoritari, care se produc în straturile joncțiunilor din cauza recombinării și variației sarcinii straturilor sărăcite. Plecîndu-se de la astfel de reprezentare abstractizată, se construiesc schemele echivalente (vezi §§ 5.3, 5.4) care permit definirea inerției tranzistorului, cu o precizie perfect suficientă pentru calculele ingineresti.

Distorsiunile provocate de inerția tranzistorului se manifestă cel mai pregnant în cazul amplificării sau transformării semnalelor de impulsuri sub formă de pulsuri (salturi) ideale de curent (figura 4.31). După reacția la un astfel de semnal a unui tranzistor, pot fi evaluate deformațiile cele mai mari și determina parametrii principali în regim de impulsuri ai tranzistorului respectiv. Din această cauză, în cele ce urmează sint analizate distorsionările care apar atunci cînd variația curentului de intrare (a curentului emitorului, sau a curentului bazei) este în salturi.

Variația fluxului purtătorilor de sarcină minoritari din bază. Transferul curentului de emitor și al curentului de bază

Distorsiunile care iau naștere din cauza variației fluxului purtătorilor de sarcină pot fi observate în cazul cînd tranzistorul funcționează în domeniul activ.

Să ne reprezentăm un tranzistor ideal, la care joncțiunea emitorului are o eficiență maximă a injectiei ($\gamma_e = 1$). Atunci cînd se produce o creștere (micșorare) în salt a curentului de emitor cu o mărime i_{em} , curentul emitorului, la început, practic, nu variază și abia după aceasta crescînd (scăzînd), variază cu valoarea

$$i_{cm} = \beta_N i_{em}$$

(figura 4.31). Din epura curentului $i_c(t)$ rezultă în primul rînd, că variația intensității curentului de colector este retardată, iar într-al doilea, că frontul curentului de colector se destramă.

Dacă toți purtătorii de sarcină s-ar deplasa prin regiunea bazei și ar traversa-o într-un același interval de timp, egal cu timpul de trecere mediu, τ_{TN} , atunci și curentul de colector ar varia, de asemenea, tot în salt, însă cu o întârziere egală cu τ_{TN} (vezi curba punctată din figura 4.31). În realitate însă din cauza împrăstierii (dispersiei) timpului de trece a purtătorilor, parte din ei ajung la joncțiunea colectorului mai repede decît timpul τ_{TN} , pe cînd o altă parte, mai tîrziu. Din această cauză, concomitent cu retardarea se produce o estompare a frontului curentului de colector.

În cazul variației în salturi a curentului de emitor, curentul de colector variază în timp după o lege complicată [46, 47]. Cu o precizie care este suficientă pentru practica inginerescă, se poate considera însă că această variație se produce după o exponențială retardată cu intervalul de timp t_{rN} (vezi curba punctată din figura 4.31). Estomparea frontului este determinată de dispersia timpului de trecere, din care cauză ea poate fi definită cantitativ prin abaterea medie pătratică a timpului de trecere¹⁾ σ_{TN} , considerînd constanta de timp, $\tau_{\alpha N}$, egală cu σ_{TN} . Retardarea în timp, t_{rN} , poate fi definită ca fiind diferența dintre timpul de trecere mediu, τ_{TN} , și mărimea lui σ_{TN} , adică

$$t_{rN} = \tau_{TN} - \sigma_{TN}.$$

Rezultă deci că, distorsionarea frontului și retardarea impulsului de curent $i_c(t)$, format de fluxul de purtători minoritari care parvin la joncțiunea colectorului, orientat normal, sînt descrise de ecuația diferențială aproximativă

$$i_c(t) + \tau_{\alpha N} \frac{di_c(t)}{dt} = \alpha_N i_e(t - t_{rN}). \quad (4.28)$$

Această ecuație permite determinarea variației intensității curentului de colector, pentru oricare ar fi legea de variație a intensității curentului emitorului. Totodată, distorsiunile sînt caracterizate prin cele două mărimi: constanta de timp a coeficientului de transfer al curentului emitorului, $\tau_{\alpha N}$, și timpul de retardare t_{rN} .

Să examinăm acum distorsionările curentului de colector, atunci cînd curentul bazei variază în salturi. Și în acest caz, curentul de colector, la început, practic, nu se schimbă (figura 4.32). Se poate

¹⁾ Abaterea medie pătratică este egală cu rădăcina pătratică aritmetică din valoarea dispersiei.

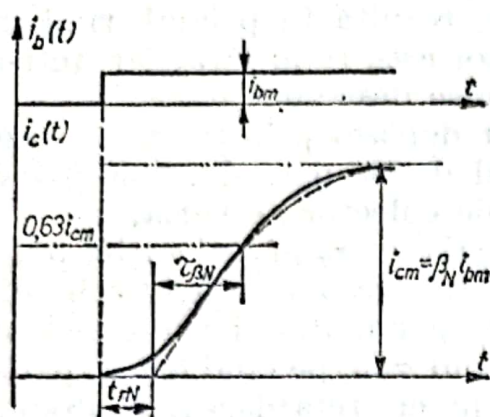


Fig. 4.32. Epúrele variației curentului bazei și a curentului de emitor.

considera deci că în intervalul de timp t_{rN} , variația curentului de colector este zero. După aceasta, curentul de colector crescînd (scăzînd) treptat, variază cu mărimea

$$i_{cm} = \beta_N i_{bm}$$

Și anume, creșterea (sau descreșterea) curentului de colector se face după o lege aproape exponențială, cu singura deosebire că constanta de timp a acestei exponențiale, $\tau_{\beta N}$, este considerabil mai mare față de $\tau_{\alpha N}$. Rezultă deci că și în cazul cînd comanda este pe circuitul bazei, variația curentului de colector, I_c , poate fi determinată aproximativ, cu ajutorul ecuației diferențiale de ordinul întîi

$$i_c(t) + \tau_{\beta N} \frac{di_c(t)}{dt} = \beta_N i_b(t - t_{rN}). \quad (4.29)$$

Pentru a deduce legătura dintre constanta de timp a coeficientului de transfer al curentului bazei, $\tau_{\beta N}$, și parametrii fizici ai tranzistorului, ne vom folosi de ecuația diferențială (4.28) și de relația

$$i_e(t - t_{rN}) = i_b(t - t_{rN}) + i_n(t - t_{rN}).$$

Dezvoltînd în serie Maclaurin, funcția

$$i_c(t - t_{rN}) = i_c(t) - t_{rN} \frac{di_c(t)}{dt} + \dots,$$

și oprindu-ne la primii doi termeni ai dezvoltării pe care îi înlocuim în relația de mai sus, obținem :

$$i_c(t - t_{rN}) \approx i_b(t - t_{rN}) + i_c(t) - t_{rN} \frac{di_c(t)}{dt}. \quad (4.30)$$

Din ecuațiile (4.28) și (4.30), avem :

$$i_c(t) + \frac{\tau_{\alpha N} + \alpha_N t_{rN}}{1 - \alpha_N} \frac{di_c(t)}{dt} = \beta_N i_b(t - t_{rN}). \quad (4.31)$$

Confruntind ecuațiile (4.29) cu (4.31), putem trage concluzia că :

$$\tau_{\beta N} = \frac{\tau_{\alpha N} + \alpha_N t_{rN}}{1 - \alpha_N} = (1 + \beta_N)(\tau_{\alpha N} + \alpha_N t_{rN}). \quad (4.32)$$

Mai departe, ținînd seama că,

$$\tau_{\alpha N} + \alpha_N t_{rN} = \tau_{TN} - (1 - \alpha_N)t_{rN},$$

iar

$$1 + \beta_N = \frac{\tau_{rN}}{\tau_{TN}}, \quad (4.33)$$

vom obține :

$$\tau_{\beta N} = \tau_{TN}(1 + \beta_N) - t_{rN} = \tau_{rN} - t_{rN} \approx \tau_{rN}, \quad (4.34)$$

unde τ_{rN} este valoarea medie a timpului de viață al purtătorilor de sarcină care formează fluxul orientat normal.

Așadar, rezultă că atunci cînd curentul bazei variază, curentul de colector atinge valoarea sa staționară, pe măsura stabilizării procesului de recombinare, pentru fluxul orientat normal.

Este interesant să ne explicăm din ce cauză distorsiunile curentului de colector, care apar datorită variației bruște a curentului bazei, sînt determinate de timpul de viață al purtătorilor, τ_{rN} , pe cînd atunci cînd curentul de emitor variază brusc, această distorsiune este determinată de dispersia timpului de trecere al purtătorilor. Pentru aceasta să analizăm mai întîi transferul unui impuls scurt de curent al bazei, de către tranzistor.

Să presupunem că pe baza unui tranzistor $p-n-p$ este aplicat un impuls de curent, a cărui durată nu depășește timpul de trecere mediu al purtătorilor (figura 4.33). În timpul cit acționează impulsul de curent, prin contactul bazei pătrund electronii.

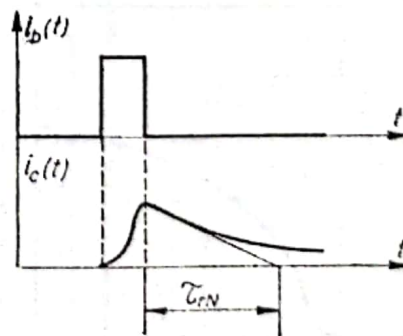


Fig. 4.33. Epurele variației curentului bazei și a curentului de colector în cazul acțiunii în impuls de scurtă durată.

Pentru a neutraliza sarcina electronilor, în bază vor trece prin emitor un număr exact egal de goluri. Migrând prin bază, golurile ajung pînă la joncțiunea colectorului și pătrunzind în colector, dau naștere curentului $i_c(t)$. Fie ca la momentul terminării impulsului de curent $i_b(t)$, să părăsească baza un număr de p goluri. Rezultă deci, că în acest moment, în bază rămîne un număr egal de electroni ($n = p$), a căror sarcină trebuie să fie neutralizată (electronii nu pot părăsi baza prin joncțiunile emitorului sau a colectorului, iar prin contactul bazei, în acest moment de timp, aflusul și scurgerea electronilor s-au oprit, întrucît circuitele exterioare interzic ca curentul prin bază să se mai schimbe — $i_b(t) = 0$). Pentru neutralizarea sarcinii electronilor rămași astfel în bază, vin prin joncțiunea colectorului, pătrunzind în bază, golurile, care, ajungînd la colector estompează descreșterea bruscă a curentului $i_c(t)$, încetinind-o (figura 4.33). Din cauza recombinării cu golurile, numărul electronilor rămași, în final, în bază, descrește treptat, ceea ce face ca și fluxul golurilor prin joncțiunea colectorului să scadă și deci, drept consecință, va scădea și curentul de colector. Așa cum rezultă din ecuația de continuitate, (2.5), dacă divergența curentului devine egală cu zero, atunci concentrația electronilor descrește cu o viteză care este determinată de timpul de viață al purtătorilor de sarcină în punctul dat. În exemplul considerat, divergența curentului, dată în întreaga regiune a bazei, de diferența

$$i_e(t) - i_c(t) = i_b(t),$$

este egală cu zero. În întreaga regiune a bazei, viteza de recombinare este determinată de valoarea medie a timpului de viață al purtătorilor de sarcină ai fascicului orientat normal, τ_{rN} . Rezultă deci că, după terminarea impulsului de curent $i_b(t)$, numărul de electroni rămași în bază scade după legea

$$n(t) = n e^{-\frac{t}{\tau_{rN}}}.$$

Din această cauză, atît descreșterea fluxului de goluri, cît și descreșterea curentului de colector, $i_c(t)$, generat de acest flux, se produce după o exponențială cu constanta de timp egală cu τ_{rN} .

Dacă ne-am imagina curentul bazei sub forma unui pachet de impulsuri foarte scurte (figura 4.34), atunci toate impulsurile de curent din circuitul colectorului ce se succed după primul se vor îngrămădi unul peste altul. În acest caz, curentul total al colectorului, se va modifica după aceeași lege, după care se produce descreșterea impulsurilor foarte scurte, întrucît pe măsura acestei descreșteri se va produce stabilizarea curentului de colector.

Așadar, atît în cazul limitării scurgerii, cît și a limitării aflusului de purtători de sarcină majoritari, durata proceselor tranzitorii din bază este determinată de timpul de stabilizare a procesului de

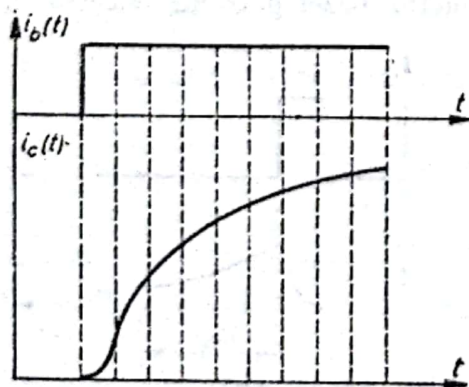


Fig. 4.34. Epûrele variației curentului bazei și a curentului de colector sub formă de pachete de impulsuri.

recombinare. Din această cauză, în cazul limitării variației curentului bazei, curentul de colector va varia după o exponențială avînd constanta de timp, τ_{rN} , definită prin intermediul valorii medii a timpului de viață al purtătorilor de sarcină.

Variația sarcinii purtătorilor minoritari.

Acumularea și resorbția purtătorilor de sarcină din bază.
Capacitățile de difuzie

Cînd tranzistorul funcționează în domeniul de saturație, nu toți purtătorii de sarcină care au ajuns pînă la joncțiunea colectorului părăsesc regiunea bazei. O parte dintre aceștia rămîn în bază, ajungîndu-se astfel la o acumulare de purtători excedentari de sarcină. În cazul deconectării tensiunii de intrare, este necesar un anumit interval de timp pentru resorbția lor, din regiunea bazei. Aceasta face ca inerția tranzistorului să fie determinată nu numai de viteza de variație a fluxului purtătorilor de sarcină. Resorbția sau acumularea provoacă o variație a densității de sarcină a purtătorilor minoritari în întreaga regiune, și, în particular, pe limita de separație a joncțiunilor electron-gol. Concomitent cu variația densității de sarcină a purtătorilor la joncțiuni, are loc și variația tensiunilor de pe joncțiunea colectorului și cea a emitorului, aceasta implicînd, la rîndul său, variații ale tensiunilor și curenților din circuitele conectate la tranzistorul dat. Din această cauză, inerția tranzistorului este caracterizată, de asemenea, și de viteza de variație a densității de sarcină a purtătorilor minoritari, care se acumulează în bază, imediat lîngă joncțiunile colectorului și emitorului.

Variația sarcinii purtătorilor din bază influențează cel mai tare intensitatea curenților ce circulă prin joncțiuni. În cazul acțiunii în impulsuri, în timpul cît durează acumularea sau resorbția purtătorilor, intensitățile curenților depășesc substanțial valorile lor staționare. Drept exemplu, în figura 4.35 sînt reprezentate

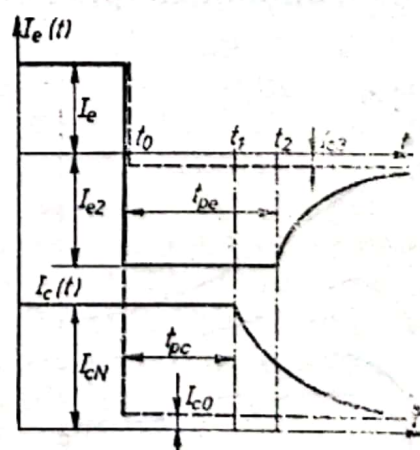


Fig. 4.35. Epûrele curentului de emitor și a curentului de colector, în cazul blocării unui tranzistor saturat, printr-un salt de tensiune ideal.

epúrele curenților de emitor, $I_e(t)$ și de colector, $I_c(t)$, pentru cazul cînd tranzistorul este blocat cu un puls de tensiune. În starea inițială, tranzistorul este deschis și saturat. Nu toți purtătorii de sarcină care au fost injectați în bază de către emitor, ajungînd pînă la joncțiunea colectorului, pot părăsi regiunea bazei, dat fiindcă curențul de colector, I_{cac} , este limitat de rezistența exterioară, R_c (vezi figura 4.24). O parte a purtătorilor rămîne în bază și, acumulîndu-se la joncțiunea colectorului, determină o creștere a tensiunii din această joncțiune. Joncțiunea colectorului va fi polarizată în sens direct, iar tranzistorul trece în domeniul de saturație.

La momentul de timp t_0 (figura 4.35), intrării pe emitor i se aplică un puls de tensiune, a cărui amplitudine este astfel luată, încît tranzistorul să fie complet blocat și să fie trecut în domeniul tăierii curenților. Dacă tranzistorul ar constitui un dispozitiv fără inerție, atunci, odată cu aplicarea impulsului de blocare, curenții emitorului și colectorului ar trebui să scadă prin salt, pînă la valorile lor I_{ebl} și I_{co} , determinate de caracteristicile statice ale domeniului de tăiere (vezi § 4.3), rămînînd după aceasta constante (așa cum este reprezentat aceasta în figura 4.35, prin liniile trasate discontinuu). În realitate se constată însă o altă situație: în momentul de timp t_0 , curențul de colector aproape că nu variază deloc, pe cînd curențul emitorului scade, prin salt, la valoarea I_{e2} , considerabil mai mare decît valoarea sa staționară, I_{ebl} . Totodată, amplitudinea curențului, I_{e2} , practic nu depinde de caracteristicile tranzistorului, ci este determinată numai de valorile tensiunii de blocare și a rezistenței exterioare a circuitului emitorului. Pentru a pătrunde sensul fizic al fenomenului observat, vom examina procesul de variație a sarcinii purtătorilor minoritari din bază.

În figura 4.36 este reprezentată distribuția purtătorilor de sarcină minoritari din bază, pentru diferite momente de timp: t_0 , t_1 , t_2 , cît și pentru un caz intermediar (curba trasată discontinuu). La fel ca și în cazul unei joncțiuni individuale, $p-n$ (vezi § 3.7), pentru resorbția purtătorilor de sarcină excedentari, din bază, este nevoie de un anumit timp, în decursul căruia se încheie procesele tranzitorii.

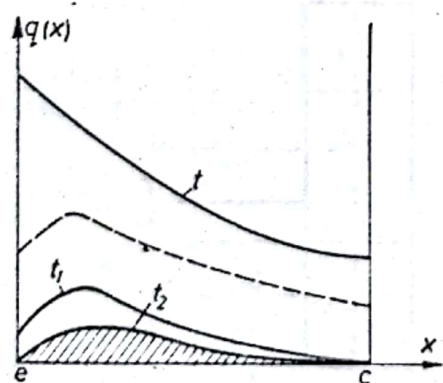


Fig. 4.36. Distribuția densității de sarcină din baza unui tranzistor de difuzie, în stadiul de resorbție a purtătorilor excedentari.

Resorbția purtătorilor începe în momentul conectării impulsului de blocare. Pe măsura micșorării sarcinii purtătorilor minoritari, scade și tensiunea de pe joncțiunile emitorului, U_e , și cea a colectorului, U_c . Pînă în momentul în care joncțiunile sînt însă deplasate în sens direct, curenții de emitor I_{e2} , cît și de colector, I_{cac} , sînt determinați, practic, de parametrii circuitului exterior, dat fiind că variațiile tensiunilor U_e și U_c sînt neglijabil de mici comparativ cu tensiunea sursei de deplasare. Din această cauză, atît timp cît în bază există o cantitate suficientă de purtători excedentari, care mențin fluxurile ce traversează joncțiunile, curenții de emitor și cel de colector rămîn neschimbați.

Procesul de resorbire și acumulare de purtători de sarcină în bază prezintă inerție, deoarece el este legat de difuzia și de recombinarea acestora. În cadrul migrării purtătorilor de sarcină prin regiunea bazei, chiar și în tranzistorii drift, difuzia purtătorilor de sarcină joacă un rol important. Particularitatea specifică difuziei o constituie dispersia (împrăștierea) timpului de trecere al purtătorilor, ceea ce încetinește atît resorbția, cît și acumularea purtătorilor, în regiunea dată. Astfel, de exemplu, în cazul injectării, chiar cînd injectia purtătorilor prin joncțiunea emitorului s-a sistat, fluxul de purtători orientat normal, care dă naștere curentului I_{TN} la joncțiunea colectorului, nu se întrerupe imediat, așa cum rezultă aceasta din ecuația pentru regim stabilizat :

$$I_{TN} = \alpha_N I_e$$

(vezi § 4.3). Descreșterea, sau creșterea curentului I_{TN} este încoetinită, din cauza dispersiei timpului de trecere al purtătorilor. Legea variației curentului I_{TN} este descrisă de ecuația diferențială [36]

$$I_{TN}(t) + \tau_{\alpha N} \frac{dI_{TN}(t)}{dt} = \alpha_N I_e(t - t_{eN}). \quad (4.35)$$

Sensul fizic al acestei ecuații a fost elucidat cu ocazia deducerii ecuației (4.28). Aceste ecuații se deosebesc între ele numai prin faptul că precedentă a fost scrisă pentru creșterea curentului de colector, $i_c(t)$, determinată de variația curentului de emitor, $i_e(r)$, atunci cînd tranzistorul funcționează în regiunea activă. Independent de regimul de funcționare al tranzistorului, curentul $I_{TN}(t)$ generat de fluxul de purtători orientat normal, ajunși pînă la joncțiunea colectorului, este determinat de ecuația (4.35). De condițiile de funcționare depinde însă cît anume este fracțiunea purtătorilor minoritari, care va părăsi regiunea bazei prin joncțiunea colectorului. Astfel, în cazul cînd funcționarea este în regiunea activă, toți purtătorii de sarcină

minoritari, care ajung pînă la joncțiunea colectorului, părăsesc regiunea bazei, dînd naștere, în circuitul colectorului, curentului de intensitate :

$$I_c(t) = I_{TN}(t) + I_{c0}. \quad (4.36)$$

În acest caz, creșterea curentului de colector, $i_c(t)$, este egală cu creșterea curentului ΔI_{TN} [toamă pe această egalitate se bazează ecuația (4.28)]. Dacă dintr-o cauză anumită, sursă purtătorilor în circuitul colector este limitată, atunci vor intra în colector, venind din bază, exact numai atîția purtători minoritari cîți sînt necesari pentru a menține curentul de colector, astfel încît, egalitatea (4.36) nu va mai fi satisfăcută.

Durata procesului de acumulare sau de resorbție a purtătorilor este determinată, de asemenea, și de timpul necesar stabilizării procesului de recombinare, dat fiind că și recombinarea determină, și ea, variația sarcinii purtătorilor. Din ecuația de continuitate (2.2), rezultă că, dacă divergența fluxului este egală cu zero, atunci variația densității de sarcină a purtătorilor minoritari, datorită recombinației, este descrisă de o ecuație simplă, anume,

$$\frac{dq(t)}{dt} = -\frac{q - q_0}{\tau}.$$

Această ecuație este valabilă pentru orice domeniu al bazei. În particular, pentru domeniul bazei care este limitrof cu joncțiunea colectorului, ea poate fi pusă sub forma :

$$\frac{dQ_{cac}(t)}{dt} = -\frac{Q_{cac}(t)}{\tau_{ac}},$$

în care,

$$Q_{cac}(t) = Q_c(t) - Q_{c0}$$

este sarcina purtătorilor de neechilibru, acumulați în bază la joncțiunea colectorului;

$$Q_c(t) = S_c q_c(t) \text{ și } Q_{c0} = S_c q_{c0}$$

reprezintă sarcinile purtătorilor minoritari, de la joncțiunea colectorului, respectiv în starea de neechilibru și cea de echilibru; S_c este aria joncțiunii colectorului, iar τ_{ac} este timpul de acumulare, determinat de valoarea medie a timpului de viață al purtătorilor de

sarcină în bază, oît și de constanta superficială de atenuare (vezi § 2.7).

În cazul variației intensității fluxului orientat normal, $I_{TN}(t)$ și a intensității curentului de colector, $I_c(t)$, care conduce la divergența fluxurilor, se va produce o variație suplimentară a sarcinii purtătorilor minoritari, $Q_{cac}(t)$. Și de această dată, datorită dispersiei timpului de trecere a purtătorilor, variația sarcinii depinde tot de viteza de variație a curenților. Astfel, de exemplu, dacă diferența fluxurilor crește cu viteza

$$\frac{d}{dt} [I_{TN}(t) - I_c(t)],$$

atunci sarcina purtătorilor minoritari, la joncțiunea colectorului, va crește proporțional cu mărimea

$$\tau_{\alpha N} \frac{d}{dt} [I_{TN}(t) - I_c(t)].$$

În cazul general, variația sarcinii purtătorilor de neechilibru, de la joncțiunea colectorului, este determinată de ecuația aproximativă

$$\begin{aligned} \frac{dQ_{cac}(t)}{dt} = & -\frac{Q_{cac}(t)}{\tau_{ac}} + \frac{\theta_{c\alpha}}{\tau_{ac}} \left\{ I_{TN}(t) - I_c(t) + \right. \\ & \left. + \tau_{\alpha N} \frac{d}{dt} [I_{TN}(t) - I_c(t)] \right\}. \end{aligned}$$

Eliminînd din această ecuație curentul $I_{TN}(t)$, în baza ecuației (4.35), obținem în final:

$$\frac{dQ_{cac}}{dt} = -\frac{Q_{cac}(t)}{\tau_{ac}} + \frac{\theta_{c\alpha}}{\tau_{ac}} \left[\alpha_N I_c(t - t_{eN}) - I_c(t) - \tau_{\alpha N} \frac{dI_c(t)}{dt} \right], \quad (4.37)$$

unde $\theta_{c\alpha}$ este coeficientul de proporționalitate dintre sarcină și curent.

Pe baza ecuației (4.37) se poate determina timpul t_{rc} , în decursul căruia se desăvîrșește resorbția purtătorilor de sarcină, acumulați la joncțiunea colectorului (vezi graficul din figura 4.36, corespunzător timpului t_1). După trecerea acestui timp, joncțiunea colector suferă o polarizare inversă, tranzistorul trece în domeniul activ, iar curentul de colector începe să scadă (vezi epurile din figura 4.35).



Pe măsura reducerii sarcinii purtătorilor din întreaga regiune a bazei, scade și sarcina purtătorilor acumulați la joncțiunea emitorului. Resorbția purtătorilor de sarcină excedentari, de lângă joncțiunea emitorului, se termină în momentul de timp t_2 , joncțiunea emitorului este polarizată invers, iar tranzistorul începe să funcționeze în regimul de tăiere a curenților. Pe măsura resorbției purtătorilor de sarcină în bază, scad curenții colectorului, emitorului și al bazei, tinzând către valorile lor stabilizate.

Procesul de acumulare sau resorbție a purtătorilor de sarcină, de neechilibru, lângă joncțiunea emitorului este descris de ecuația diferențială

$$\frac{dQ_{eac}(t)}{dt} = -\frac{Q_{eac}(t)}{\tau_{ac}} - \frac{\theta_{e\alpha}}{\tau_{ac}} \left[\alpha_I I_c(t - t_{rI}) - I_e(t) - \tau_{\alpha I} \frac{dI_e(t)}{dt} \right], \quad (4.38)$$

care se poate obține în mod analog ca și ecuația (4.37), înlocuind curentul orientat normal, $I_{TN}(t)$, prin curentul de inversiune, $I_{TI}(t)$, definit prin ecuația

$$I_{TI}(t) + \tau_{\alpha I} \frac{dI_{TI}(t)}{dt} = \alpha_I I_c(t - t_{rI}), \quad (4.39)$$

unde

$$Q_{eac}(t) = Q_e(t) - Q_{e0}$$

este sarcina purtătorilor de neechilibru, acumulați în bază, la joncțiunea emitorului;

$$Q_{e0} = S_e q_{e0} \text{ și } Q_e(t) = S_e q_{e0}(t)$$

sînt sarcina purtătorilor minoritari la joncțiunea emitorului în starea de echilibru și, respectiv, de neechilibru; S_e este aria emitorului; $\theta_{e\alpha}$ este coeficientul de proporționalitate dintre sarcină și curent;

$$\tau_{\alpha I} = \sigma_{TI}$$

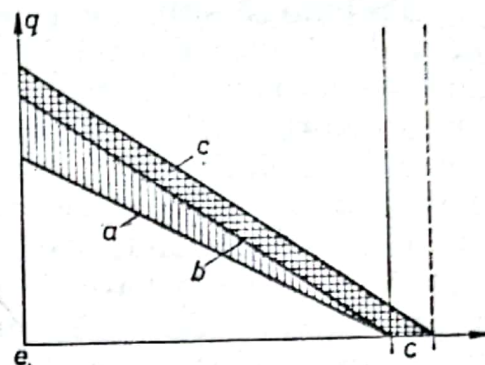
este constanta de timp a coeficientului de transfer al curentului de colector;

$$t_{rI} = \tau_{TI} - \sigma_{TI}$$

este timpul de retardare a fluxului orientat invers.

Așadar, proprietățile reactive ale tranzistorului, care determină inerția acestuia, sînt și ele definite de către timpul de stabilizare a

Fig. 4.37. Variația intensității sarcinii purtătorilor minoritari în baza unui tranzistor de difuzie în cazul funcționării în domeniul activ.



sarcinii purtătorilor minoritari din bază. Variația sarcinii purtătorilor din bază se poate produce din două motive : în primul rând din cauza variației fluxului purtătorilor care trec în bază, sau o părăsesc, prin joncțiunile respective, iar în al doilea rând, din cauza variației grosimii bazei, care se produce atunci când variază tensiunea aplicată joncțiunii colector, sau joncțiunii emitor, fiind o consecință ce rezultă din faptul că joncțiunea respectivă se lărgeste, sau se îngustează (efectul Early). Figura 4.37 ilustrează variația densității de sarcină a purtătorilor minoritari, din baza unui tranzistor de difuzie, când acesta funcționează în domeniul activ. Să presupunem că în starea inițială, densitatea de sarcină se stabilizează la un nivel ce corespunde dreptei *a*. Dacă grosimea bazei nu ar varia, atunci la o creștere a curentului de emitor, distribuția densității de sarcină ar corespunde dreptei *b*. Odată cu creșterea însă a curentului emitorului, crește curentul de colector, ceea ce determină o creștere a căderii de tensiune în circuitul colectorului și deci o micșorare, în valoare absolută, a mărimii tensiunii aplicate joncțiunii colector, U_c . În acest caz, joncțiunea se va îngusta, pe când baza se lărgeste, astfel că noua sa limită se deplasează pînă la dreapta desenată punctat. Aceasta va provoca o variație suplimentară a sarcinii în regiunea bazei, definită prin aria cuprinsă între dreptele *b* și *c*.

Variația suplimentară a sarcinii purtătorilor minoritari, determinată de modularea grosimii bazei, poate fi dedusă cu ajutorul ecuației (4.37), sau (4.38), dacă se ia în considerație variația coeficienților de transfer ai curentului (α_N și α_I) și a constantelor de timp ($\tau_{\alpha N}$ și $\tau_{\alpha I}$) din cauza variației grosimii bazei. Ecuațiile (4.37) și (4.38) devin însă, în acest caz, neliniare, astfel încît rezolvarea lor se complică în mod substanțial. Din această cauză, în cadrul calculării schemelor practice, atît coeficienții de transfer ai curenților, α_N și α_I , cît și constantele lor de timp, $\tau_{\alpha N}$ și $\tau_{\alpha I}$, se consideră invariante. În schimb, pentru a reflecta efectele provocate de variația suplimentară a sarcinii purtătorilor minoritari, datorită modulării lărgimii bazei, se recurge la conceptul de capacitate fictivă — așa-numita capacitate de difuzie a joncțiunii.

Trebuie să subliniem faptul că, în cazul cel mai general, capacitatea de difuzie a unei joncțiuni a tranzistorului este formată din două componente. Prima dintre componente caracterizează variația sarcinii purtătorilor minoritari, care se produce datorită modulației grosimii bazei. Cea de a doua componentă a capacității de difuzie a joncțiunii caracterizează variația sarcinii purtătorilor minoritari din bază, atunci când grosimea acesteia rămâne neschimbată (în figura 4.37, această variație este reprezentată de aria cuprinsă între dreptele a și b). Această componentă este utilizată, de obicei, pentru teoria semnalelor slabe, când se calculează variații relativ mici ale sarcinii. Dacă însă, tranzistorul lucrează cu semnale mari, atunci este mai convenabil să se determine variația sarcinii cu ajutorul ecuațiilor (4.37) și (4.38).

Variația sarcinilor de volum în straturile de trecere. Capacitățile de sarcină ale joncțiunilor colectorului și emitorului

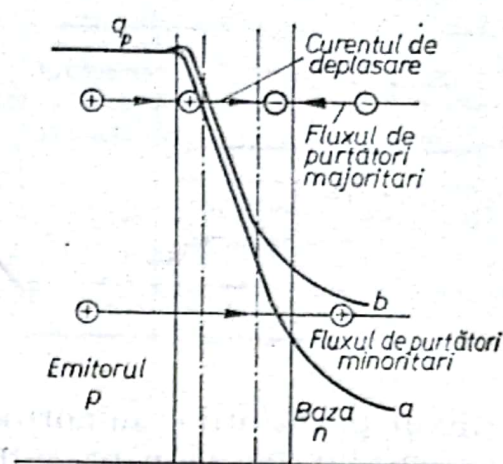
Variația sarcinii de volum în straturile de trecere, care se produce sub acțiunea semnalelor exterioare, este obligatoriu însoțită de apariția fenomenelor de încărcare-descărcare. După cum s-a demonstrat în § 3.6, în stratul de joncțiune curentul de descărcare-încărcare reprezintă un curent de deplasare, iar în afara stratului joncțiunii — curentul format de purtătorii de sarcină majoritari, care sînt expulzați sau absorbiți de către stratul adiacent joncțiunii.

Cînd semnalele se amplifică, fiind tot în impulsuri, curenții de descărcare-încărcare determină noi distorsiuni ale formei lor. Cu cît mai rapid se produce variația amplitudinii semnalului, deci și variația rezistenței de volum din stratul de trecere, cu atît valoarea pe care o atinge intensitatea curentului de descărcare-încărcare este mai mare, cu atît mai mare fiind influența sa, mai sesizabilă.

Atunci cînd tranzistorul lucrează în regim de impulsuri, efectul curenților de descărcare-încărcare se manifestă în două aspecte. În primul rînd, acești curenți determină o reducere a eficienței injectiei, iar prin aceasta, în mod implicit, o micșorare a fluxului de purtători minoritari în bază. În al doilea rînd, curenții de descărcare-încărcare reduc curentul prin sarcină, în circuitul de colector al tranzistorului. În ultimă instanță, reducerea eficienței injectiei și scăderea curentului sarcinii determină o micșorare a amplificării puterii semnalelor în impulsuri, cît și o distorsionare a formei lor.

Să analizăm influența pe care o au curenții de descărcare-încărcare asupra eficienței injectiei joncțiunii emitorului a unui tranzistor $p-n-p$. În figura 4.38 sînt reprezentate graficele (construite fără respectarea scării de reprezentare pentru densitatea de sarcină q_p)

Fig. 4.38. Graficele de distribuție ale densității de sarcină a golurilor din regiunea joncțiunii emitorului unui tranzistor $p-n-p$, care ilustrează efectul produs de curenții de încărcare-descărcare, asupra eficienței injectiei.



a distribuției densității de sarcină a golurilor, q_p , pentru două valori ale curentului de emitor :

$$I_e = I_{e1} \text{ (curba a) și}$$

$$I_e = I_{e1} + \Delta I_e \text{ (curba b).}$$

În aceeași figură sînt trasate limitele stratului joncțiunii, corespunzătoare lui

$$I_e = I_{e1} \text{ (dreptele continue) și lui}$$

$$I_e = I_{e1} + \Delta I_e \text{ (dreptele trasate cu linie-punct-linie).}$$

Pentru ca să putem ilustra cît mai intuitiv influența curenților de descărcare-încărcare pe care o au asupra eficienței injectiei, vom presupune că în regim stabilizat, curentul prin joncțiunea emitorului este format în totalitate numai din fluxul de goluri, adică ne vom imagina o joncțiune ideală, în cadrul căreia nu ia naștere fluxul de electroni din bază către emitor și nu se produce recombinarea golurilor în interiorul stratului joncțiunii. La o creștere a curentului cu ΔI_e , va crește fluxul golurilor din emitor către bază, cel care dă naștere curentului purtătorilor minoritari. Concomitent cu aceasta, are loc o micșorare a lărgimii stratului de trecere. Totodată, o parte dintre goluri, ajungînd la stratul de trecere, rămîn în acest strat, compensînd variația sarcinii de volum a ionilor negativi din regiunea emitorului. Din partea regiunii bazei, sarcina de volum a ionilor pozitivi este compensată de sarcina electronilor care umplu, de asemenea, stratul de trecere. Fluxul de electroni din regiunea bazei determină apariția curentului purtătorilor majoritari, care, în stratul de trecere, se transformă în curent de deplasare (figura 4.38). Prin urmare, în intervalul de timp, pînă cînd se realizează compensarea sarcinii de volum,

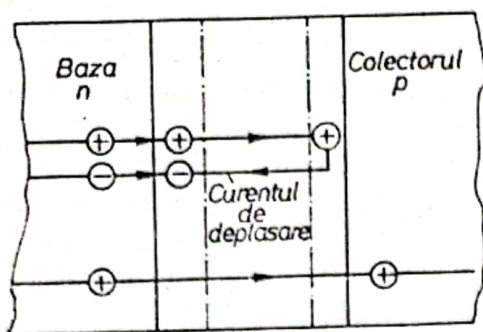


Fig. 4.39. Apariția curentului de deplasare în joncțiunea colector a unui tranzistor $p-n-p$.

fluxul purtătorilor minoritari către bază este micșorat cu mărirea curentului de descărcare-încărcare, format de fluxul purtătorilor majoritari. Odată cu micșorarea fluxului purtătorilor minoritari în bază, descrește curentul de colector, ceea ce determină deformarea semnalelor amplificate. Pe măsura stabilizării sarcinii de volum, curenții de descărcare-încărcare se sting, amortizându-se, eficiența injectiei revine la valoarea sa inițială, iar deformarea semnalelor în impulsuri dispăre.

Deformările care iau naștere din cauza micșorării curentului sarcinii pot fi ilustrate mai convenabil, luând ca exemplu descărcarea-încărcarea joncțiunii colectorului. Când fluxul de goluri care ajung pînă la joncțiunea colectorului unui tranzistor $p-n-p$ crește, va crește și curentul de colector care trece în sarcină (în figura 4.39 acest curent este indicat în mod convențional prin săgeata din partea de jos). Crește căderea de tensiune pe sarcină, crescînd în valoare absolută deplasarea inversă a joncțiunii colectorului. Cu micșorarea acestei deplasări, joncțiunea se îngustează. Variația lărgimii joncțiunii se produce pe măsura umplerii straturilor adiacente regiunii de trecere, cu purtători majoritari, a căror sarcină compensează sarcina de volum a ionilor. Completarea regiunii de trecere cu purtătorii majoritari se produce astfel. O parte dintre golurile ce sînt antrenate de cîmpul electric în interiorul colectorului se opresc și rămîn pe limita de separație a stratului de trecere, compei sînd tocmai în acest mod sarcina de volum a ionilor negativi și contribuind astfel la micșorarea lărgimii joncțiunii dinspre regiunea colectorului. Dinspre partea bazei, sarcina de volum a ionilor pozitivi va fi compensată, de această dată, de către sarcina electronilor ce însoțesc golurile pînă la joncțiunea colectorului. Electronii nu pot învinge bariera de potențial a joncțiunii colectorului, rămînînd astfel în bază. Totodată, o parte dintre ei părăsesc baza prin terminalul bazei, iar cealaltă parte compensează variația sarcinii de volum. În acest mod ia naștere curentul de descărcare-încărcare, care, în stratul de trecere, se închide prin curentul de deplasare. Din cauza acestui curent, o parte din golurile care compensează sarcina de volum își încheie drumul pe limita de separare a stratului de trecere, ceea ce provoacă micșorarea curentu-

lui sarcinii. Apare astfel o distorsionare a formei semnalului de impuls și, numai pe măsură ce sarcina de volum se stabilizează, curentul din sarcină crește, astfel că distorsiunile dispar. În mod analog ne putem convinge că și curentul de descărcare al stratului de trecere, care apare atunci când joncțiunea se lărgeste, conduce, de asemenea, la distorsionarea formei semnalului din sarcină.

Exact la fel ca și pentru joncțiunea individuală (vezi § 3.6), distorsionările semnalelor determinate de variația sarcinii de volum din straturile de trecere sînt definite cantitativ prin capacitățile de sarcină a joncțiunii colectorului, C_{jc} și a joncțiunii emitorului, C_{je} .

Efectul recombinării din stratul de trecere

Recombinarea purtătorilor în stratul de trecere (vezi § 3.3) determină o micșorare a fluxului de purtători minoritari care vin în bază. Acest fapt reduce eficiența injectiei și amplificarea puterii. După cum se știe, efectul curentului de recombinare-generare se manifestă pregnant în cazul nivelurilor joase de injectie. Într-un regim staționar, în cazul unor injectii la niveluri medii sau ridicate, acest curent devine relativ mic, astfel încît efectul său practic nu se manifestă (vezi § 4.2). În cazul însă a unei acționări în impulsuri, recombinarea din stratul de trecere crește considerabil, din care cauză efectul curentului de recombinare-generare se manifestă chiar în cazul unor niveluri de injectie medii.

Recombinarea din stratul de trecere poate fi descrisă de ecuația diferențială

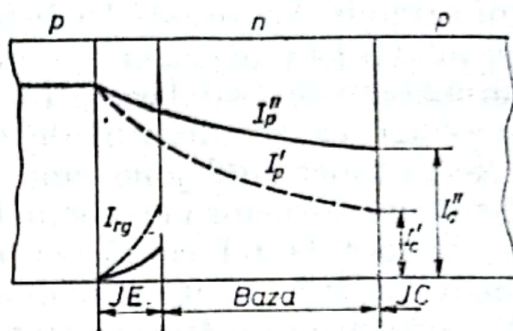
$$\frac{dQ_{j\min}(t)}{dt} + \frac{Q_{j\min}(t)}{\tau_{acr}} = I_{rg}(t), \quad (4.40)$$

care se obține prin integrarea ecuației de continuitate (2.5), pe întregul domeniu al stratului. Aici $Q_{j\min}(t)$ este sarcina purtătorilor minoritari¹ în stratul de trecere, τ_{acr} este constanta de acumulare în domeniul considerat, definită prin formula (3.8), $I_{rg}(t)$ fiind curentul de recombinare-generare. Din ecuația (4.40) se vede că curentul de recombinare-generare este cu atît mai mare, cu cît viteza de variație a sarcinii purtătorilor minoritari, în stratu de trecere, este mai mare.

În figura 4.40 sînt reprezentate graficele ce ilustrează reducerea curentului de colector al unui tranzistor $p-n-p$, din cauza recombinării gurilor în joncțiunea emitorului. În regim staționar, curentul practic nu scade atunci cînd purtătorii traversează joncțiunea emi-

¹ Este vorba de purtătorii care sînt minoritari în regiunea bazei.

Fig. 4.40. Graficele care arată cum scade curentul de colector al unui tranzistor $p-n-p$, datorită recombinării golurilor în joncțiunea de emitor.



torului. În timpul stabilizării însă a sarcinii purtătorilor, curentul de recombinare din stratul de trecere crește substanțial, ceea ce face ca să se micșoreze în mod sensibil curentul I_p' . Odată cu micșorarea fluxului de goluri înspre bază, scade curentul de colector, aceasta determinând distorsionări ale impulsului amplificat, atunci cînd amplitudinea sa este supusă unor variații bruște.

Intensitatea curentului de recombinare-generare, $I_{rg}(t)$, în regim nestăionar, poate fi determinată din ecuația (4.40). Pentru aceasta trebuie însă cunoscută sarcina purtătorilor minoritari din stratul de trecere, a cărei evaluare este legată de unele dificultăți. Mai simplu, se poate considera că sarcina este proporțională cu mărimea Q_r , definită prin următoarea expresie :

$$Q_r = Q_{r0} \left(\exp \frac{U_j}{m_r \varphi_t} - 1 \right), \quad (4.41)$$

în care U_j se ia egal cu U_c pentru joncțiunea colectorului, și cu U_e — pentru cea a emitorului.

Prin urmare, pentru determinarea curentului de recombinare-generare din joncțiunea emitorului (sau cea a colectorului) se poate utiliza ecuația :

$$Q_r + \tau_{acr} \frac{dQ_r}{dt} = \theta_r I_{rg}, \quad (4.42)$$

unde $\theta_r = Q_{r0}/I_{r0}$ este coeficientul de proporționalitate dintre sarcină și curent.

Capitolul cinci

SCHEMELE ECHIVALENTE ȘI PARAMETRII TRANZISTORILOR BIPOLARI

5.1. PARTICULARITĂȚILE SCHEMELOR ECHIVALENTE ALE TRANZISTORILOR

Schema echivalentă a tranzistorului, ca și a oricărui element activ, poate fi construită formal, reprezentînd tranzistorul printr-un cvadрупol activ. Folosind această reprezentare, se pot determina prin măsurări adecvate parametrii caracteristici pentru funcționarea cvadрупolului în întregul interval de variație a tensiunilor și curenților. Un astfel de cvadрупol este echivalent, formal, cu un tranzistor, în sensul că atît curenții, cît și tensiunile aplicate conexiunilor sale exterioare sînt aceleași, ca și cele de pe electrozii tranzistorilor. Schema internă a unui astfel de cvadрупol nu reflectă tabloul fizic al proceselor ce au loc în interiorul tranzistorului, din care cauză, pe baza unei asemenea substituții, nu se pot determina dependențele funcționale ale parametrilor cvadрупolului, față de frecvență, regim de funcționare etc. În prezent, reprezentarea formală a tranzistorului este folosită (vezi § 5.5) mai ales pentru determinarea parametrilor săi.

Pentru analizarea și calcularea schemelor electronice se folosesc de obicei schemele echivalente care se construiesc pe baza analizării proceselor fizice care au loc în tranzistori. În cadrul analizei proceselor fizice, tranzistorul real este conceput [8], ca fiind format din așa-numitul tranzistor propriu-zis, capacitățile joncțiunilor electron-goluri și rezistențele de volum. Descompunerea tranzistorului în diferitele sale componente, desigur conduce la unele erori, totuși numai în acest fel analiza poate fi substanțial simplificată.

Tranzistorul propriu-zis reprezintă un tranzistor ideal, pentru care influența căderii de tensiune pe rezistențele de volum, cît și efectul capacităților joncțiunilor pot fi neglijate. În tranzistorul propriu-zis se manifestă, de fapt, procesele care au loc în imediata vecinătate a regiunii bazei unui tranzistor real.

Deducerea schemei echivalente a unui tranzistor se reduce la construirea schemei echivalente a tranzistorului propriu-zis, urmînd adăugarea ulterioară a diferitelor capacități ale joncțiunilor cît și a rezistențelor de volum ale domeniilor respective.

După cum arată analiza, procesele dintr-un tranzistor pot fi caracterizate printr-un set de mărimi destul de restrîns, reprezentînd parametri fizici ai tranzistorului. Aceste mărimi sînt determinate de parametri caracteristici ai plăcuței semiconductoare, a configurației sale, cît și de dimensiunile geometrice ale acesteia. Legătura dintre parametri fizici ai tranzistorului și mărimile menționate se deduce cu ajutorul formulelor integrale, care au fost stabilite în capitolul 2.

La proiectarea dispozitivelor electronice este necesară determinarea componentelor constante și a acelor variabile ale curenților și ale tensiunilor. Primele dintre acestea (componentele constante) caracterizează regimul de lucru al tranzistorului, pe cînd cele de al doilea (componentele variabile) caracterizează mărimile semnalelor amplificate, determinate de acțiunea tensiunii de intrare, sau a curențului de la intrare.

Componentele constante ale curenților și tensiunilor pot fi determinate relativ simplu și, totodată, suficient de precis, grafico-analitic utilizînd caracteristicile volt-amperice corespunzătoare ale tranzistorului. Metoda grafico-analitică nu este prea comodă cînd este vorba de a lua în considerație influența împrăstierii caracteristicilor tranzistorului și variația acestor parametri în timp, cît și în intervalul de temperaturi. Mult mai simplu se rezolvă această problemă prin folosirea schemelor echivalente pentru semnalele puternice, care permit determinarea analitică a componentelor constante, atît ale curenților, cît și ale tensiunilor.

La determinarea însă a componentelor variabile ale curenților și tensiunilor, se preferă întotdeauna metodele de calcul analitice, bazate pe folosirea schemelor echivalente. În acest caz, dacă amplitudinea semnalului variabil este mult mai mică decît componentele constante ale curenților și tensiunilor, atunci se folosește schema echivalentă pentru semnale slabe. Pentru analiza și calculul schemelor în care tranzistorul funcționează într-o gamă largă de variație a curenților și tensiunilor, se folosesc schemele echivalente pentru cazul unui semnal puternic.

În acest capitol sînt studiate în amănunțime schemele echivalente și se examinează parametrii tranzistorilor bipolari.

5.2. PARAMETRII FIZICI AI TRANZISTORULUI

Parametrii fizici ai unui tranzistor pot fi grupați în trei grupuri. Din primul grup fac parte parametri ce caracterizează procesele din tranzistorul propriu-zis. Cel de al doilea grup de parametri definește variația sarcinilor de volum în domeniul joncțiunilor electron-gol și influența lor asupra caracteristicilor tranzistorului. Al treilea grup de parametri caracterizează căderea de tensiune pe volumul plăcuței semiconductoare.

Coeficientul de transport al purtătorilor de sarcină minoritari și coeficientul de transfer al curenților

Coeficienții de transport ai purtătorilor minoritari prin regiunea bazei reprezintă unii dintre parametrii fundamentali ai tranzistorului, cu ajutorul cărora se poate evalua influența proceselor din bază

asupra parametrilor statiei și a celor în regim de impulsuri ale dispozitivelor semiconductoare.

Purtătorii de sarcină minoritari trec în bază prin joncțiunea emitorului și, migrând de la emitor către colector, formează un flux orientat normal. Intensitatea curentului format de fluxul de purtători de sarcină orientat normal, care parvin pînă la joncțiunea colectorului, este determinată de coeficientul de transport normal α_{TN} .

În timpul traversării domeniului bazei, pe durata timpului de trecere mediu, τ_{TN} , o parte dintre purtători, egală cu τ_{TN}/τ_{rN} , se recombina. Rezultă, prin urmare, că coeficientul de transport, α_{TN} , definit ca raportul dintre fluxul de purtători minoritari care ajung pînă la joncțiunea colectorului, către fluxul de purtători injectați în bază, prin joncțiunea emitorului, poate fi exprimat prin formula aproximativă,

$$\alpha_{TN} \approx 1 - \frac{\tau_{TN}}{\tau_{rN}}.$$

Ținînd seama că,

$$\tau_{TN} = \alpha_{TN} \tau_{TN}^*$$

(vezi § 2.6), obținem

$$\alpha_{TN} \approx \frac{1}{1 + \frac{\tau_{TN}^*}{\tau_{rN}}}. \quad (5.1)$$

Intensitatea curentului purtătorilor de sarcină de la joncțiunea emitorului, generat de fluxul purtătorilor care trec în bază prin joncțiunea colectorului se definește prin coeficientul de transport invers, α_{TI} . Se poate arăta că acest coeficient este dat de formula :

$$\alpha_{TI} \approx 1 - \frac{\tau_{TI}}{\tau_{rI}} = \frac{1}{1 - \frac{\tau_{TI}^*}{\tau_{rI}}}. \quad (5.2)$$

După cum este bine știut (vezi § 4.4), la transportarea purtătorilor de sarcină minoritari prin regiunea bazei se produce, datorită difuziei, distorsionarea formei semnalelor în impulsuri. Aceste distorsiuni se manifestă mai întii sub forma retardării în timp a impulsului de la ieșire, față de cel de la intrare (vezi figura 4.31). În afară de aceasta, din cauza dispersiei timpului de trecere, se constată o estompare a frontului impulsului, în cazul transmiterii unor salturi

abrupte de curent. La analizarea și calculul schemelor cu tranzistori, aceste distorsiuni sint evaluate cantitativ prin caracteristica de tranzit a coeficientului de transport al purtătorilor de sarcină minoritari.

În cazul transmiterii unui salt de curent, distorsiunile determinate de procesele tranzitorii (atunci cînd purtătorii se deplasează în sens normal), pot fi definite aproximativ (vezi § 4.4), prin următoarea funcție :

$$I_{TN}(t) = \begin{cases} 0 & \text{pentru } 0 \leq t \leq t_{rTN}; \\ I_{TN} \left[1 - \exp \left(-\frac{t - t_{rTN}}{\tau_{\alpha TN}} \right) \right] & \text{pentru } t \geq t_{rTN}, \end{cases}$$

unde I_{TN} este intensitatea curentului stabilizat, generat de fluxul purtătorilor de sarcină orientat normal. Din această relație, scrisă aici, rezultă că caracteristica de tranzit normată a coeficientului de transport al purtătorilor de sarcină prin regiunea bazei,

$$\frac{\alpha_{TN}(t)}{\alpha_{TN}} = \frac{I_{TN}(t)}{I_{TN}},$$

poate fi exprimată aproximativ printr-o funcție exponențială, deplasată față de originea de coordonate cu un interval de timp egal cu t_{rTN} (curba punctată din figura 5.1). Durata frontului este dată de constanta de timp

$$\tau_{\alpha TN} = \tau_{TN},$$

care reprezintă abaterea medie pătratică a timpului de trecere a purtătorilor de sarcină ce formează fluxul orientat normal.

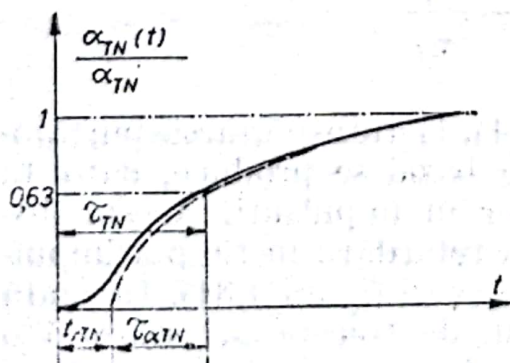


Fig. 5.1. Caracteristica de tranziție a coeficientului de transport al purtătorilor minoritari.

Formulele prezentate se bazează pe cunoscutele principii ale teoriei probabilităților [48], referitoare la valoarea medie a unei mărimi a cărei distribuție este aleatorie, cit și la dispersia acestei mărimi. Dacă se reprezintă timpul t ca o mărime întâmplătoare cu densitatea de distribuție egală cu funcția impuls $h_{\delta}(t)$, atunci timpul mediu $\bar{\tau}$ și dispersia σ^2 sînt date de formulele

$$\bar{\tau} = \int_{-\infty}^{\infty} t h_{\delta}(t) dt; \quad (5.3, a)$$

$$\sigma^2 = \overline{(t - \bar{\tau})^2} = \int_{-\infty}^{\infty} (t - \bar{\tau})^2 h_{\delta}(t) dt. \quad (5.3, b)$$

Pentru relațiile considerate, caracteristica de impulsuri este

$$h_{\delta}(t) = \frac{d}{dt} [\alpha_{TN}(t)/\alpha_{TN}], \text{ adică}$$

$$h(t) = \begin{cases} 0 & \text{pentru } t \leq t_{rTN}; \\ \frac{1}{\tau_{\alpha TN}} \exp\left(-\frac{t - t_{rTN}}{\tau_{\alpha TN}}\right) & \text{pentru } t \geq t_{rTN}. \end{cases}$$

În acest caz, expresia pentru timpul de trecere mediu al purtătorilor și dispersia acestui timp se vor transcrie după cum urmează:

$$\tau_{TN} = \int_{-\infty}^{\infty} t h_{\delta}(t) dt = \int_{t_{rTN}}^{\infty} \frac{1}{\tau_{\alpha TN}} \exp\left(-\frac{t - t_{rTN}}{\tau_{\alpha TN}}\right) dt = t_{rTN} + \tau_{\alpha TN} \quad (5.4)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{TN}^2 &= \int_{-\infty}^{\infty} (t - \tau_{TN})^2 h_{\delta}(t) dt = \\ &= \int_{t_{rTN}}^{\infty} [t - (t_{rTN} + \tau_{\alpha TN})]^2 \exp\left(-\frac{t - t_{rTN}}{\tau_{\alpha TN}}\right) \frac{dt}{\tau_{\alpha TN}} = \tau_{\alpha TN}^2. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Mărimea τ_{TN} exprimă aproximativ intervalul de timp în decursul căruia caracteristica de tranzit normală crește pînă la nivelul $1 - e^{-1} \approx 0,63$.

Dispersia definește abaterea pătratică medie, care este cea mai folosită caracteristică a împrăstierii în teoria probabilităților. Aplica-

¹ Se numește funcție de impuls o funcție de tranzit, definită prin reacția circuitului electric la un impuls δ .

tă în cazul examinat, abaterea pătratică medie caracterizează distorsiunile frontului unui semnal de curent sub formă de salturi.

În mod analog se poate obține caracteristica de tranzit a coeficientului de transport al sarcinilor minoritare din fluxul invers.

Sub formă operațională, caracteristicile de tranzit ale coeficienților de transport ai purtătorilor de sarcină sînt definite prin următoarele funcții :

pentru fasciculul orientat normal

$$\alpha_{TN}(p) = \alpha_{TN} \frac{e^{-p t_{rTN}}}{p \tau_{\alpha TN} + 1} ; \quad (5.6)$$

pentru un fascicul orientat invers :

$$\alpha_{TI}(p) = \alpha_{TI} \frac{e^{-p t_{rTI}}}{p \tau_{\alpha TI} + 1} , \quad (5.7)$$

în care, conform relațiilor (5.4) și (5.5),

$$\tau_{\alpha TN} = \sigma_{TN} ; \quad t_{rTN} = \tau_{TN} - \tau_{\alpha TN} \quad (5.8)$$

și, în mod analog,

$$\tau_{\alpha TI} = \sigma_{TI} ; \quad t_{rTI} = \tau_{TI} - \tau_{\alpha TI} ; \quad (5.9)$$

p fiind operatorul lui Laplace-Carlson [49].

Așadar, mărimea complexă a coeficientului de transport al purtătorilor de sarcină minoritari este determinată de valoarea acestuia în regim stabilizat (α_{TN} și α_{TI}), de timpul de retardare (t_{rTN} și t_{rTI}) și de constanta de timp a coeficientului de transport ($\tau_{\alpha TN}$ și $\tau_{\alpha TI}$).

În cadrul schemelor practice, variațiile curenților din circuitele exterioare sînt determinate, de obicei, nu prin coeficienții de transport, ale căror valori și constante de timp nu pot fi măsurate în mod nemijlocit, ci prin coeficienții de transfer ai curenților.

Coeficientul de transfer al curentului emitorului, $\alpha_N(p)$, definit prin raportul dintre creșterea curentului colectorului și creșterea curentului emitorului, atunci cînd tensiunea pe joncțiunea colectorului rămîne constantă, se exprimă prin următoarea formulă :

$$\alpha_N(p) = \alpha_{TN}(p) \gamma_e(p) M_c ,$$

unde $\gamma_e(p)$ este coeficientul de injecție, care exprimă eficiența joncțiunii emitorului, iar M_c este coeficientul de multiplicare a purtătorilor, în regiunea joncțiunii colectorului (vezi § 3.5).

Tranzistorii în care se produce multiplicarea în avalanșă a cantității de purtători de sarcină pot fi utilizați pentru generarea impulsurilor din gama microsecundelor și nanosecundelor. În acest capitol este vorba numai de acele regimuri de lucru ale tranzistorului, în cadrul cărora multiplicarea purtătorilor este exclusă ($M_c = 1$).

Expresia operațională a coeficientului de transfer al curentului de emitor poate fi adusă la următoarea formă :

$$\alpha_N(p) = \alpha_N \frac{e^{-p t_{rN}}}{p \tau_{\alpha N} + 1}, \quad (5.10)$$

în care t_{rN} este timpul de retardare, iar $\tau_{\alpha N}$ este constanta de timp a coeficientului de transfer al curentului emitorului.

Cînd comanda este pe baza tranzistorului, funcționarea sa este caracterizată, de obicei, de coeficientul de transfer al curentului bazei, definit prin expresia

$$\beta_N(p) = \beta_N \frac{e^{-p t_{rN}}}{p \tau_{\beta N} + 1}, \quad (5.11)$$

în care $\tau_{\beta N}$ este constanta de timp a lui β_N .

Coeficienții de transfer ai curentului de bază și curentului de emitor sînt legați între ei prin următoarea relație :

$$\beta_N(p) = \frac{\alpha_N(p)}{1 - \alpha_N(p)}.$$

Înlocuind în această formulă expresia (5.10), se poate arăta că constanta de timp a coeficientului de transfer al curentului bazei,

$$\tau_{\beta N} \approx \frac{\tau_{\alpha N} + \alpha_N t_{rN}}{1 - \alpha_N}. \quad (5.12)$$

Analog se definește și coeficienții inverși de transfer ai curenților

$$\alpha_I(p) = \alpha_I \frac{e^{-p t_{rI}}}{p \tau_{\alpha I} + 1}; \quad (5.13, a)$$

$$\beta_I(p) = \beta_I \frac{e^{-p t_{rI}}}{p \tau_{\beta I} + 1}, \quad (5.13, b)$$

care determină fluxul invers de purtători.

În schemele de amplificare liniare, amplitudinea componentelor variabile ale semnalelor este, de obicei, incomparabil mai mică decât componentele constante ale curenților și tensiunilor. Pe de altă parte, este convenabil să caracterizăm funcționarea tranzistorului prin parametri săi diferențiali în punctul de funcționare. Dat fiind că în amplificatorii liniari, tranzistorul lucrează în domeniul activ, va fi suficient să examinăm numai coeficienții diferențiali de transfer ai curențului de emitor și curențului bazei care determină fluxul normal orientat al purtătorilor de sarcină. Primul dintre ei se notează în mod curent cu α , iar cel de al doilea cu β (parametrii diferențiali nu se mai indexează cu indicele suplimentar N).

Să analizăm coeficientul diferențial de transmisie al curențului de emitor,

$$\alpha(p) = \alpha_T(p) \gamma_d(p).$$

Coeficientul diferențial de transport al purtătorilor de sarcină se poate scrie sub forma

$$\alpha_T(p) = \alpha_T \frac{e^{-p t_{rT}}}{p \tau_{\alpha T} + 1}.$$

Coeficientul de injecție diferențial al emitorului, pentru un tranzistor de tipul $p-n-p$ este definit folosind următoarea expresie¹

$$\gamma_d(p) = \frac{i_{ep}(p)}{i_{ep}(p) + i_{en}(p) + i_{er}(p) + i_{eM}(p)}. \quad (5.14)$$

Componentele variabile ale curenților de difuzie $i_{ep}(p)$ și $i_{en}(p)$ sunt date de expresiile aproximative

$$i_{ep}(p) \approx \frac{u_e}{m_{Dp} \varphi_T} \left(p \frac{\tau_{\alpha T}}{\sqrt{2}} + 1 \right) \frac{I_{eTp}}{1 - \alpha_{TN} \alpha_{TI}} \exp \frac{U_e}{m_{Dp} \varphi_T};$$

$$i_{en}(p) \approx \frac{u_e}{m_{Dn} \varphi_T} \left(p \frac{\tau_{\alpha Te}}{\sqrt{2}} + 1 \right) I_{eTn} \exp \frac{U_e}{m_{Dn} \varphi_T},$$

¹ Efectul curențului canal se neglijează, întrucît acesta este relativ mic. La nevoie, el poate fi luat în considerație, exprimînd curențul canal ca pe o parte a curenților de difuzie $i_{ep}(p)$ și $i_{en}(p)$.

în care $\tau_{\alpha T}$ și $\tau_{\alpha T_e}$ sînt constantele de timp, definite prin dispersiile timpilor de trecere ai purtătorilor de sarcină prin regiunea bazei și, respectiv, a emitorului, iar

$$u_e = dU_e$$

este componenta variabilă a tensiunii de pe joncțiunea emitorului. Remarcăm că, cu ajutorul termenilor ce conțin factorii

$$p\tau_{\alpha T}/\sqrt{2} \text{ și } p\tau_{\alpha T_e}/\sqrt{2}$$

se evaluează efectul capacităților de difuzie ale joncțiunii emitorului, prima caracterizînd acumularea purtătorilor minoritari în bază, iar cealaltă — în domeniul emitorului.

Sub formă operațională, expresia pentru curentul de recombinare poate fi scrisă sub forma,

$$i_{er}(p) \approx \frac{u_e}{m_r \varphi_T} (p\tau_{er} + 1) I_{re} \exp \frac{U_e}{m_r \varphi_T},$$

unde τ_{er} este timpul de viață mediu al purtătorilor în stratul de trecere.

În fine, exprimînd curenții de deplasare $i_{dep}(p)$ prin capacitatea de sarcină a joncțiunii emitorului C_{ej} , scoasă din

$$i_{dep}(p) = u_e p C_{je},$$

și introducînd toate componentele curentului în formula (5.14), se poate defini coeficientul de injecție al emitorului

$$\gamma_d(p) = \gamma_d \frac{p \frac{\tau_{\alpha T}}{\sqrt{2}} + 1}{p\tau_{\gamma} + 1}.$$

Inerția tranzistorului se definește prin funcția $\gamma_d(p)$, mai ales în regimul microcurenților. În acest regim, componenta electronică a curentului de difuzie este formată, în principal, din curentul canal, a cărui intensitate poate fi, practic, neglijată, simplificînd astfel expresia pentru coeficientul de injecție în regim stabilizat, γ_d , cit și a constantei de timp, τ_{γ} (în regimul microcurenților, $m_{Dp} = m_{Dn} = 1$):

$$\left. \begin{aligned} \gamma_d &\approx \frac{1}{1 + \frac{I_{r0}\alpha_{TN}}{I_c m_r} \left[\frac{I_c (1 - \alpha_{TN}\alpha_{TI})}{I_{eTp}\alpha_{TN}} \right]^{\frac{1}{m_r}}} \\ \tau_{\gamma} &= \gamma_d \left(\frac{\tau_{\alpha T}}{\sqrt{2}} + \tau_{ar} \frac{I_r \alpha_{TN}}{m_r I_c} + C_{ej} \frac{\alpha_{TN}\varphi_T}{I_c} \right). \end{aligned} \right\} \quad (5.15)$$

În expresia (5.15) curentul de goluri este definit prin componenta constantă a curentului de colector I_c , pe baza formulei

$$I_c = \alpha_{TN} I_{ep} + I_{eT} \approx \alpha_{TN} \frac{I_{eTp}}{1 - \alpha_{TN}\alpha_{TI}} \exp \frac{U_e}{m_{Dp}\varphi_T}.$$

Rezultă, prin urmare, că expresia operațională a coeficientului de transfer al curentului de emitor, se poate pune sub forma

$$\alpha(p) = \alpha \frac{\left(p \frac{\tau_{\alpha T}}{\sqrt{2}} + 1\right) e^{-pt_{rT}}}{(p \tau_{\alpha T} + 1)(p \tau_Y + 1)}.$$

Această expresie nu este prea comodă pentru calculele practice. Ea trebuie adusă la o formă mai simplă (bazându-ne pe una dintre metodele de calcul aproximativ al caracteristicii de tranzit [5]), folosind formula

$$\alpha(p) = \alpha \frac{e^{-pt_{r\alpha}}}{p \tau_{\alpha} + 1}, \quad (5.16)$$

în care

$$\tau_{\alpha} = \sqrt{\tau_Y^2 + \frac{\tau_{\alpha T}^2}{2}} = \sqrt{\gamma_d^2 \left(\frac{\tau_{\alpha T}}{\sqrt{2}} + \tau_{ar} \frac{\alpha_{TN} I_r}{m_r I_c} + C_{je} \frac{\alpha_{TN} \varphi_I}{I_c} \right)^2 + \frac{\tau_{\alpha I}^2}{2}} \quad (5.17, a)$$

este constanta de timp a coeficientului de transfer al emitorului;

$$t_{r\alpha} = t_{rT} + \tau_Y + \tau_{\alpha T} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \right) - \tau_{\alpha}, \quad (5.17, b)$$

fiind timpul de retardare al impulsului de curent al tranzistorului, în cazul funcționării în domeniul activ.

Coeficientul de transfer al curentului bazei, va fi dat de formula

$$\beta(p) = \frac{\alpha(p)}{1 - \alpha(p)} = \beta \frac{e^{-pt_{r\alpha}}}{p \tau_{\beta} + 1}, \quad (5.18)$$

unde

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$$

este valoarea diferențială a coeficientului de transfer al curentului bazei, în regim stabilizat;

$$\tau_{\beta} \approx \frac{\tau_{\alpha} + \alpha t_{r\alpha}}{1 - \alpha} = \tau_{\alpha} \frac{1 + \alpha}{1 - \alpha} \quad (5.19)$$

este constanta de timp a coeficientului de transfer al curentului bazei; în fine,

$$\kappa = \alpha \frac{t_{r\alpha}}{\tau_\alpha}$$

este coeficientul deplasării de fază.

Din relațiile prezentate rezultă că caracteristicile de tranzit ale coeficienților diferențiali de transfer ai curenților, $\alpha(t)$ și $\beta(t)$, pot fi reprezentate, de asemenea, printr-o funcție exponențială cu, retardarea $t_{r\alpha}$. Anume, pe măsura creșterii curentului de colector, I_c , atât timpul de retardare, $t_{r\alpha}$, cât și constantele de timp τ_α și τ_β , micșorându-se, devin egale respectiv, cu t_{rT} , $\tau_{\alpha T}$ și τ_{rN} . Totodată caracteristica de tranzit a coeficientului de transfer al curentului de emitor coincide cu caracteristica de tranzit a coeficientului de transport al purtătorilor de sarcină.

Caracteristicile de frecvență ale coeficienților de transfer ai curentului de emitor, $\alpha(j\omega)$, și curentului bazei, $\beta(j\omega)$, se pot obține prin înlocuirea în expresiile (5.16) și (5.18), a lui p cu operatorul lui Steinmatz, $j\omega = p$. În acest caz, caracteristicile amplitudine-frecvență și fază-frecvență se vor defini prin următoarele expresii aproximative:

$$|\alpha(j\omega)| = \frac{\alpha}{\sqrt{(\omega\tau_\alpha)^2 + 1}}; \quad |\beta(j\omega)| = \frac{\beta}{\sqrt{(\omega\tau_\beta)^2 + 1}}; \quad (5.20)$$

$$\varphi_\alpha = -(\omega t_{r\alpha} + \arctg \omega \tau_\alpha); \quad \varphi_\beta = -(\omega t_{r\beta} + \arctg \omega \tau_\beta). \quad (5.21)$$

În figura 5.2 sunt reprezentate caracteristicile de amplitudine-frecvență și de fază-frecvență ale transferului de curent al emitorului. Caracteristicile corespunzătoare ale coeficientului de transfer al curentului bazei coincid ca formă cu cele reprezentate în figura 5.2.

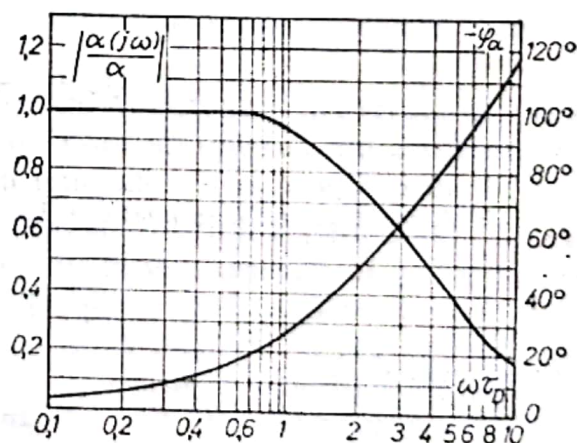


Fig. 5.2. Caracteristicile amplitudine-frecvență și cea de fază-frecvență, ale coeficientului de transfer al curentului de emitor.

Din expresia (5.20) se pot deduce frecvențele de limitare¹⁾ ale coeficienților de transfer al curentului de emitor, f_α , și al curentului bazei, f_β :

$$f_\alpha = \frac{1}{2\pi\tau_\alpha} \approx \frac{1}{2\pi \sqrt{\gamma_d^2 \left(\frac{\tau_{\alpha T}}{\sqrt{2}} + \tau_{ar} \frac{\alpha_{TN} I_r}{m_r I_c} + C_{je} \frac{\alpha_{TN} \varphi_T}{I_c} \right)^2 + \frac{\tau_{\alpha T}^2}{2}}}}; \quad (5.22)$$

$$f_\beta = \frac{1}{2\pi\tau_\beta} \approx \frac{1 - \alpha}{2\pi(\tau_\alpha + \alpha t_{ra})}, \quad (5.23, a)$$

sau

$$f_\beta \approx \frac{1 - \alpha}{\left[\sqrt{\gamma_d^2 \left(\frac{\tau_{\alpha T}}{\sqrt{2}} + \frac{\alpha_{TN} I_r}{m_r I_c} + C_{je} \frac{\alpha_{TN} \varphi_T}{I_c} \right)^2 + \frac{\tau_{\alpha T}^2}{2}} + t_{rT} \right]}. \quad (5.23, b)$$

Din relațiile prezentate se vede că pe măsură ce curentul de colector crește, frecvențele de limitare f_α și f_β cresc, tinzînd la valorile

$$f_\alpha \approx \frac{1}{2\pi\tau_{\alpha T}} \text{ și } f_\beta \approx \frac{1 - \alpha}{2\pi(\tau_{\alpha T} + t_{rT})} \approx \frac{1 - \alpha}{2\pi\tau_T} \approx \frac{1}{2\pi\tau_{rN}}. \quad (5.24)$$

Pentru tranzistorii de frecvențe joase, f_α reprezintă cîțiva megahertzi, pe cînd f_β — doar zeci de kilohertzi. Pentru tranzistorii de frecvențe înalte, f_α atinge cîțiva gigahertzi, iar f_β — cîțiva zeci de megahertzi. La frecvența de limitare, deplasarea de fază atinge aproape 60° în cazul tranzistorilor de difuzie, și 90 — 100° pentru tranzistorii drift.

În ultimul timp se folosește drept unul dintre parametrii de frecvență fundamentali ai tranzistorului, frecvența de limitare f_T a tranzistorului dat [8]. Aceasta este frecvența la care modulul coeficientului de transfer al curentului bazei, $|\beta(j\omega)|$, devine egal cu unitatea. Plecînd de la expresia (5.20) se poate arăta că frecvența limită f_T este determinată prin următoarea formulă aproximativă²⁾:

$$f_T \approx \frac{\beta}{2\pi\tau_\beta} = \beta f_\beta.$$

¹⁾ Frecvența la care coeficientul de transfer se reduce cu 30%.

²⁾ Această formulă se poate obține din ecuația

$$\frac{\beta}{\sqrt{1 + (2\pi f_T \tau_\beta)^2}} = 1$$

ținînd cont că,

$$(2\pi f_T \tau_\beta)^2 \gg 1.$$



Înlocuind în această formulă expresia (5.23 b), vom obține :

$$f_T \approx \frac{1}{2\pi \left[\sqrt{\left(\frac{\tau_{ar}}{\sqrt{2}} + \tau_{ar} \frac{\alpha_{TN} I_r}{m_r I_c} + C_{je} \frac{\alpha_{TN} \varphi_T}{I_c} \right)^2 + \frac{\tau_{ar}^2}{2} + t_{rT}} \right]} \quad (5.25)$$

După cum rezultă din expresia (5.25), în regiunea curenților mici, frecvența de limitare se micșorează datorită efectului curenților de recombinare și a curențului de deplasare. În domeniul curenților medii, f_T este determinată de mărimile care definesc difuzia și driftul purtătorilor în bază. Într-adevăr, pentru

$$I_c \gg \frac{\sqrt{2} \tau_{ar}}{m_r \tau_{ar}} I_r \text{ și } I_c \gg \frac{C_{je} \sqrt{2}}{\tau_{ar}} \varphi_T$$

frecvența limită se definește prin relația simplă :

$$f_T \approx \frac{1}{2\pi(\tau_{ar} + t_{rT})} = \frac{1}{2\pi\tau_T}, \quad (5.26)$$

unde τ_T este timpul de trecere al purtătorilor de sarcină minoritari prin bază.

Curenții de natură termică ai joncțiunilor electron-gol

Curentul de origine termică este unul dintre parametrii fizici fundamentali ai unui dispozitiv semiconductor, dat fiind că intensitatea acestui curent determină caracteristica volt-amperică a joncțiunii electron-gol.

Curentul de natură termică al unei joncțiuni electron-gol (vezi § 3.2, 3.3, 3.5) este constituit din două componente — de difuzie și de generare.

Componenta de difuzie a curențului de origine termică este determinată de trecerea purtătorilor minoritari din domeniul p în domeniul n , și invers — din domeniul n în domeniul p . Componenta de generare a curențului de origine termică ia naștere în regiunea însăși a joncțiunii. În această regiune sînt generate perechi electron-gol care sînt capturați de cîmpul electric, trecînd astfel în domeniul n , și respectiv p .

După cum se știe, în starea de echilibru termodinamic concentrația purtătorilor minoritari se menține la un nivel constant, grație generării perechilor electron-gol. Din această cauză, viteza de generare poate fi caracterizată prin concentrația de echilibru a purtătorilor minoritari și timpul de viață al acestora. Efectul procesului de generare manifestat în caracteristicile dispozitivelor semiconductoare este determinat însă nu numai prin viteza de generare a perechilor electron-gol. Un rol nu mai puțin important îl au și astfel de factori, cum ar fi, distanța dintre locul generării perechilor și limita joncțiunii electron-gol, diferența de potențial electrostatic dintre punctele considerate. Numai prin întregul ansamblu al factorilor menționați poate fi evaluată intensitatea curentului de origine termică a unei joncțiuni electron-gol.

Să examinăm componenta de difuzie a curentului de origine termică I_{TD} . O parte a acestui curent, I_{Tn} , este generată de fluxul de electroni care trec din domeniul p în domeniul n , iar cealaltă parte, I_{Tp} , este generată de fasciculul de sens contrar al golurilor. Numărul electronilor ce sînt generați într-un cm^3 din domeniul p , în unitatea de timp, este determinat de raportul dintre concentrația de echilibru a electronilor și timpul lor de viață, adică

$$\frac{n_{p0}}{\tau_n} \exp \frac{\psi_n}{\varphi_T},$$

unde n_{p0} este concentrația de echilibru a electronilor la limita trecerii, iar ψ_p este potențialul electrostatic al punctului considerat, în raport cu potențialul limitei joncțiunii.

Și generarea în stratul superficial, care delimitează domeniul p , va provoca, la rîndul ei, o variație a concentrației electronilor, determinată de produsul

$$n_{p0} \exp \frac{\psi_s}{\varphi_T},$$

în care ψ_s este potențialul electrostatic al suprafeței. Variația sarcinii în întregul volum al stratului p , datorită generării, este descrisă de următoarea expresie :

$$\frac{\partial Q_{n0}}{\partial t} = -en_{p0} \left[\int_{v_p} \frac{1}{\tau_n} \exp \frac{\psi_p}{\varphi_T} dv + \int_{s_p} s \exp \frac{\psi_s}{\varphi_T} dS \right] = \frac{Q_{n0}}{\tau_{acn}}.$$

Aici

$$Q_{n0} = -en_{p0} \int_{v_p} \exp \frac{\psi_p}{\varphi_T} dv$$

este sarcina electronilor din întregul volum al domeniului p , iar τ_{acn} este valoarea efectivă a constantei de acumulare pentru electroni (vezi § 2.7).

Dacă toți electronii care sînt generați în domeniul p ar trece integral în domeniul n , atunci ar lua naștere un curent, a cărui intensitate ar fi, evident, egală cu

$$\frac{Q_{n0}}{\tau_{acn}}.$$

Din cauza recombinării însă, o parte dintre electroni nu reușesc să parvină la joncțiunea electron-gol, ceea ce determină o micșorare a fluxului din domeniul n , și deci și a curentului, pînă la nivelul

$$\begin{aligned} I_{TN} &= -\frac{1}{2} \left[1 + \exp \left(-\frac{\tau_{Tn}^*}{\tau_{rn}} \right) \right] \frac{Q_{n0}}{\tau_{acn}} = \\ &= \frac{en_{p0}}{2\tau_{acn}} \left[1 + \exp \left(-\frac{\tau_{Tn}^*}{\tau_{rn}} \right) \right] \int_{v_p} \exp \frac{\psi_p}{\varphi_T} dv. \end{aligned} \quad (5.27)$$

În această expresie, efectul recombinării electronilor din domeniul p se evaluează pentru a fi luat în considerație, cu ajutorul coeficientului de atenuare al curentului

$$k_n = \frac{1}{2} \left(1 + \exp \frac{\tau_{Tn}^*}{\tau_{rn}} \right),$$

definit prin timpul de trecere mediu al electronilor prin domeniul p , τ_{Tn}^* , și de valoarea efectivă a timpului de viață, τ_{rn} , care definește recombinarea electronilor în migrarea lor către joncțiunea $p-n$ (vezi § 2.6, 2.7). Expresia pentru k s-a obținut pe baza următoarelor raționamente. Probabilitatea ca un electron să parvină pînă la joncțiunea $p-n$, mai înainte de a se produce recombinarea, este proporțională cu

$$\exp \left(-\frac{t_{Tn}^*}{\tau_{rn}} \right),$$

unde t_{Tn}^* este timpul mediu de trecere al electronilor de la punctul în care s-a produs generarea, pînă la joncțiunea $p-n$. Rezultă [deci, că probabilitatea ca electronii să ajungă în domeniul n , fiind generați în domeniul p , chiar la joncțiunea $p-n$, este egală cu unitatea,

pe cînd pentru electronii care au fost generați la o distanță mai mare de la joncțiune, această probabilitate va fi numai de

$$\exp\left(-\frac{\tau_{Tn}^*}{\tau_{rn}}\right).$$

Probabilitatea medie, k_n , pentru întreaga masă de electroni generați în diferite puncte ale domeniului p , poate fi definită aproximativ ca media aritmetică a probabilității maxime și minime.

În mod analog, pentru componenta curentului de origine termică, creată de fluxul de goluri care trec din domeniul n , în domeniul p , se va obține expresia:

$$\begin{aligned} I_{Tp} &= \frac{1}{2} \left[1 + \exp\left(-\frac{\tau_{Tp}^*}{\tau_{rp}}\right) \right] \frac{Q_{p0}}{\tau_{acp}} = \\ &= \frac{ep_{n0}}{2\tau_{acp}} \left[1 + \exp\left(-\frac{\tau_{Tp}^*}{\tau_{rp}}\right) \right] \int_{v_n} \exp\left(-\frac{\psi_n}{\phi_T}\right) dv. \end{aligned} \quad (5.28)$$

Formulele prezentate aici sînt aproximative. Totuși, dacă avem un cîmp electric care să antreneze mișcarea purtătorilor în sensul către joncțiunea considerată, atunci chiar și pentru un domeniu a cărui lărgime este comparabilă cu lungimea de difuzie a purtătorilor, formulele (5.27) și (5.28) permit o determinare a curenților de origine termică cu o eroare care nu depășește cîteva procente. Dacă însă, cîmpul frînează mișcarea purtătorilor, atunci formulele date asigură o precizie suficientă numai în acele cazuri, cînd lărgimea domeniului va fi considerabil mai mică decît lungimea de difuzie a purtătorilor. Evaluarea curentului de origine termică, pentru un domeniu larg, cu cîmp de frinare, este indicat să se efectueze pe baza relației (4.12), care poate fi prezentată, în particular — pentru regiunea bazei — unui tranzistor $p-n-p$, sub forma

$$\alpha_{TN} I_{eTp} = \alpha_{TI} I_{cTp}. \quad (5.29)$$

Întrucît coeficienții de transport ai sarcinii α_{TN} și α_{TI} , cît și curentul de origine termică, generat de purtătorii care sînt accelerați de cîmp (de exemplu, I_{cTp}), sînt determinate cu o precizie suficientă, rezultă că pe baza acestei formule se poate calcula intensitatea celui de al doilea curent de origine termică (în cazul investigat, I_{eTp}).

Componenta de generare a curentului de origine termică (vezi § 3.3) este definită prin expresia

$$I_{r0} = \frac{Q_{g0}}{\tau_{acr}}, \quad (5.30)$$

în care

$$Q_{s0} = e \int_{v_j} \frac{n_i^2}{n_0 + p_0} dv$$

este valoarea medie a sarcinii purtătorilor minoritari în întregul strat de trecere ;

$$\tau_{acr} = \frac{\int_{v_j} \frac{n_i^2}{n_0 + p_0} dv}{\int_{v_j} \frac{n_i^2}{\tau_0(n_0 + p_0)} dv}$$

este constanta de acumulare din volumul stratului de trecere (restul notațiilor sînt aceleași ca și în 3.3).

Atît componenta de difuzie, cît și componenta de generare a curentului de origine termică sînt formate de către fluxul purtătorilor de sarcină minoritari, care, difuzînd spre stratul de trecere, sau „născîndu-se” în acest strat, sînt antrenati de acest cîmp electric, și dau naștere curentului. În starea de echilibru, acest flux este compensat de fluxul de sens contrar al purtătorilor de sarcină majoritari, dintre care o parte, învingînd acțiunea de frînare a cîmpului electric trec astfel în stratul de joncțiune. În timpul deplasării prin stratul de trecere, unii dintre acești purtători de sarcină se recombina, dînd naștere astfel curentului de recombinare, cel ce compensează tocmai curentul de generare a stratului de trecere. Fluxul purtătorilor de sarcină majoritari, care depășesc stratul de trecere, compensează componenta de difuzie a curentului de origine termică.

În cazul polarizării inverse a joncțiunii $p-n$, pe măsura creșterii tensiunii exterioare, fluxul purtătorilor de sarcină majoritari scade. La tensiuni ce reprezintă cîțiva φ_T (zecimi de volt), fluxul purtătorilor de sarcină majoritari se anulează, practic, total, datorită faptului că înălțimea barierei de potențial din stratul de trecere crește atît de mult, încît devine insurmontabilă pentru ei. Creșterea înălțimii barierei de potențial nu împiedică, ci, din contra, contribuie la trecerea purtătorilor de sarcină minoritari, ceea ce face ca în circuitul exterior să circule un curent, care este format din curentul purtătorilor de sarcină minoritari și curentul de scurgere. Acesta este tocmai curentul invers al unei joncțiuni electron-gol care ia naștere ca rezultat al generării purtătorilor de sarcină și al scurgerii parazite. Curenții inverși ai joncțiunilor colectorului și emitorului (I_{ci} și I_{ei}) se deosebesc de curenții de origine termică corespunzători, I_{cT} și I_{eT} , nu numai prin faptul că aceștia din urmă nu conțin curenții de scur-

gere, ci și prin intensități mai mari ale curentului de recombinare-generare și a curentului de canal. După cum se știe, datorită lărgirii stratului de trecere, în cazul polarizării inverse, curentul de recombinare-generare crește. Cu variația tensiunii de deplasare, variază lungimea canalului și, drept consecință, și intensitatea curentului de canal. Deoarece curentul de origine termică este determinat de parametrii corespunzători ai stării de echilibru, pe cînd curentul invers se măsoară pentru o anumită deplasare, mărimile acestor curenți diferă între ele.

Trebuie să subliniem faptul că componenta de difuzie a curentului invers nu este întotdeauna egală cu curentul de origine termică definit prin expresiile (5.27) și (5.28). Aceste relații exprimă curentul invers al unei joncțiunii electron-gol, pentru un domeniu pe frontierele căruia se stabilește un „potențial flotant”. Astfel, de pildă, componenta de difuzie a curentului invers al joncțiunii emitorului este egală cu curentul de origine termică I_{eTp} , numai cînd circuitul colectorului este deschis. Dacă joncțiunea colectorului este polarizată în sens invers cu o tensiune $|U_c| \geq (2 \div 3)\varphi_T$, atunci, datorită apariției gradientului concentrației purtătorilor de sarcină minoritari în bază, componenta de difuzie a curentului invers al joncțiunii emitorului crește de

$$\frac{1}{1 - \alpha_{TN}\alpha_{TI}}$$

ori (față de curentul de origine termică, I_{eTp}).

În expunerea ce urmează, prin termenul „curent termic” se va subînțelege curentul care reprezintă componenta de difuzie a curentului invers cînd pe limitele domeniului investigat există un „potențial flotant”. Componenta de difuzie a curentului de origine termică este dată de expresiile (5.27) și (5.28).

Dependența de temperatură a curenților de origine termică a fost examinată detaliat în § 3.5.

Constanta de acumulare

Procesul de acumulare sau resorbție a purtătorilor în bază este definit prin viteza medie de recombinare a purtătorilor de sarcină minoritari, aflați în stare de echilibru dinamic (vezi § 2.7). Viteza medie de recombinare este determinată de constanta de acumulare, τ_{ac} , care se exprimă, ținînd cont de recombinarea superficială, prin formula

$$\frac{1}{\tau_{ac}} = \frac{1}{\tau_{acv}} + v_s, \quad (5.31)$$

în care,

$$\tau_{acv} \approx \frac{\int_{v_b} \exp\left(\pm \frac{\psi}{\varphi_T}\right) dv}{\int_{v_b} \frac{1}{\tau} \exp\left(\pm \frac{\psi}{\varphi_T}\right) dv}$$

este constanta de acumulare volumică :

$$v_s \approx \frac{\int_{S_{acn}} s \exp\left(\pm \frac{\psi_s}{\varphi_T}\right) dS}{\int_{v_b} \exp\left(\pm \frac{\psi}{\varphi_T}\right) dv}$$

este constanta de atenuare superficială, v_b și S_{acn} fiind volumul și aria acelei porțiuni din regiunea bazei, în care se acumulează purtătorii de sarcină de neechilibru. În formulele de mai sus, în fața potențialului electrostatic, ψ , sau, ψ_s , se ia semnul plus pentru baza de tipul p , iar semnul minus — pentru o bază de tipul n .

Constanta de acumulare, τ_{ac} , împreună cu constantele de timp $\tau_{\beta N}$ și $\tau_{\beta I}$ definesc procesul de recombinare din bază. Valorile medii ale lui τ_{ac} , $\tau_{\beta N}$ și $\tau_{\beta I}$ diferă substanțial una de cealaltă la tranzistorii drift, dat fiind că baza acestor tranzistori este esențialmente neomogenă. Examinarea tranzistorului drift, ținând cont de variația timpului de viață a purtătorilor, arată [17] că de obicei $\tau_{\beta N} < \tau_{ac} < \tau_{\beta I}$. Totodată rezultă că constanta de timp $\tau_{\beta N} = \tau_{rN}$ este determinată de valoarea medie a timpului de viață τ în stratul bazei de lângă joncțiunea emitorului, întrucît cea mai mare parte a masei purtătorilor minoritari, care constituie fluxul orientat normal, sînt concentrați tocmai în vecinătatea emitorului. Constantele de timp $\tau_{\beta I} = \tau_{rI}$ și τ_{ac} sînt determinate de valorile medii ale timpului de viață, în acea parte a bazei, care este adiacentă joncțiunii colectorului, dat fiind că la formarea fluxului invers, cît și în cazul saturării tranzistorului, partea covârșitoare a masei purtătorilor de sarcină minoritari, se acumulează în vecinătatea imediată a joncțiunii colectorului (vezi figura 4.23, b și 4.30, b). În baza unui tranzistor drift timpul de viață al purtătorilor de sarcină, atinge valoarea sa maximă la joncțiunea colectorului, acolo unde concentrația impurităților este minimă, din care cauză,

$$\tau_{\beta N} < \tau_{ac} < \tau_{\beta I}.$$

La tranzistorii de difuzie se constată, de obicei, o situație inversă: $\tau_{\beta N} > \tau_{ac}$. Aceasta se explică prin efectul recombinării de suprafață, al cărei rol devine deosebit de important în cazul saturării tranzistorului, când o parte considerabilă dintre purtătorii de sarcină minoritari, umplând regiunile laterale ale bazei, ajunge în contact cu suprafața.

Constanta de acumulare este în corelație cu ceilalți parametri ai tranzistorului. În particular, pentru tranzistorul idealizat, pentru care se poate neglija efectul recombinării de la suprafață, cât și diminuarea (datorită recombinării) a fluxurilor din bază, atât a celui normal, cât și a celui invers, ea va fi legată de constantele de timp, τ_{TN} și τ_{TI} , prin relația

$$\tau_{ac} \approx \frac{\tau_{TN} + \tau_{TI}}{\frac{1 - \alpha_{TN}}{\alpha_{TN}} + \frac{1 - \alpha_{TI}}{\alpha_{TI}}}$$

S-ar părea că este posibilă eliminarea constantei de acumulare, τ_{ac} , din sistemul parametrilor tranzistorului, micșorând astfel, prin aceasta, numărul parametrilor care trebuie să fie măsurati. Nu se poate însă beneficia, în realitate, de această posibilitate, tocmai din cauza efectului recombinării de pe suprafață și din cauza deosebirii dintre regimurile de măsurare a lui τ_{TN} și τ_{TI} , pe de o parte, și τ_{ac} — pe de alta, corelația dintre aceste mărimi având un caracter complicat și fiind imposibilă determinarea ei analitică. Aceasta face ca, pentru o descriere suficient de riguroasă a proceselor de acumulare sau de resorbție a purtătorilor de sarcină minoritari în bază, să fim nevoiți să introducem parametrul de-sine-stătător τ_{ac} . Măsurarea acestui parametru nu implică nici un fel de dificultăți deosebite.

Dacă amplitudinea componentelor alternative ale semnalelor este cu mult mai mică decât componentele continui ale intensităților și tensiunilor, atunci este convenabil să definim funcționarea tranzistorului prin parametri diferențiali. Acești parametri sînt folosiți, de obicei, pentru analiza și calculul schemelor liniare, în care tranzistorul lucrează în domeniul activ. În particular, variațiile de curent ale emitorului și colectorului, determinate de variația tensiunii pe joncțiunile respective, sînt definite de rezistențele diferențiale ale joncțiunilor emitorului și colectorului.

Rezistența diferențială a joncțiunii emitorului polarizat direct, r_e , este dată de formula

$$r_e = \left[\frac{\partial U_e}{\partial I_e} \right]_{U_c = \text{const.}} = \frac{\varphi_T}{I_e + \frac{1}{1 - \alpha_N \alpha_I} (I_{eT} - \alpha_I I_{c0})} \approx \frac{\varphi_T}{I_e} \quad (5.32)$$

[formula (5.32) este obținută pe baza expresiei (4.19)].

Rezistența diferențială a joncțiunii colectorului poate fi definită pe baza expresiilor analitice (4.17) și (4.18), pentru caracteristicile de colector ale unui tranzistor care funcționează în domeniul activ.

După cum s-a subliniat deja (vezi § 4.3), curentul de colector, I_c , nu depinde, sub o formă explicită, de tensiunea de deplasare inversă U_c , aplicată joncțiunii colectorului. Variația tensiunii de deplasare a colectorului influențează intensitatea curentului de colector, indirect. Această variație este determinată de rezistența colectorului, a cărei sens fizic constă în următoarele. Valorile coeficienților de transfer ai curenților,

$$\alpha_N = \gamma_e \alpha_{TN} \approx \frac{\gamma_e}{1 + \frac{\tau_{TN}^*}{\tau_{rN}}} \quad (5.33)$$

și

$$\beta_N = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} = \frac{\gamma_e}{1 + \frac{\tau_{TN}^*}{\tau_{rN}} - \gamma_e}, \quad (5.34)$$

depind de tensiunea de pe joncțiunea colectorului, U_c . Valoarea conductivității colectorului poate fi determinată analitic din expresiile (5.33) și (5.34). Cînd intensitatea curentului de emitor este constantă, $I_e = \text{const}$, conductivitatea joncțiunii colectorului este egală cu:

$$g_c = - \left[\frac{\partial I_c}{\partial U_c} \right]_{I_e = \text{const}} = - \frac{\partial \alpha_N}{\partial U_c} \frac{\partial W}{\partial U_c} \quad (5.35)$$

Dacă ținem seama că, în conformitate cu expresiile (5.33) și (4.3), variația coeficientului de transfer al emitorului, α_N , determinată de variația grosimii bazei, W , este exprimată prin relația

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_N}{\partial W} &\approx - \frac{2\gamma_e \tau_{TN}^*}{\left(1 + \frac{\tau_{TN}^*}{\tau_{rN}}\right)^2} \frac{1}{\tau_{rN} W} = - \frac{\gamma_e (1 - \gamma_e) (1 + 2\alpha_{TI})}{\left(1 + \frac{\tau_{TN}^*}{\tau_{rN}}\right) W} = \\ &= - \frac{\alpha_N}{W} \left[2(1 - \alpha_{TN}) + (1 - \gamma_e)(1 + 2\alpha_{TI}) \right], \end{aligned} \quad (5.36)$$

și că, pe baza formulei (3.31), derivata $\partial W / \partial U_c$ este egală cu:

$$\frac{\partial W}{\partial U_c} = - \frac{\partial W_c}{\partial U_c} = \frac{W_{c0}}{n_c \varphi_{De}} \left(1 - \frac{U_c}{\varphi_{De}} \right)^{n_c - 1} = \frac{W_c}{n_c \varphi_{De} \left(1 - \frac{U_c}{\varphi_{De}} \right)},$$

atunci rezistența joncțiunii colectorului,

$$r_c = \frac{1}{g_c},$$

în cazul cînd comanda tranzistorului este aplicată la intrarea emitorului, se poate exprima prin următoarea formulă:

$$\begin{aligned} r_c &= \frac{W_{nc}(\varphi_{Dc} - U_c)}{W_c \alpha_N I_c [2(1 - \alpha_{TN}) + (1 - \gamma_e)(1 + 2\alpha_{TI})]} \approx \\ &\approx \frac{W_{nc} \varphi_{Dc} \left(1 - \frac{U_c}{\varphi_{Dc}}\right)^{1-n_c}}{W_{c0} I_c [2(1 - \alpha_{TN}) + (1 - \gamma_e)(1 + 2\alpha_{TI})]} \approx \\ &\approx \frac{W_{nc} \tau_{rN} \varphi_{Dc} \left(1 - \frac{U_c}{\varphi_{Dc}}\right)^{1-n_c}}{2 W_{c0} I_c \tau_{TN} \left[1 + \frac{1 - \gamma_e}{2(1 - \alpha_{TN})} (1 + 2\alpha_{TI})\right]}, \end{aligned} \quad (5.37)$$

unde

$$W_c = W_{c0} \left(1 - \frac{U_c}{\varphi_{Dct}}\right)^{n_c}$$

este lărgimea joncțiunii colectorului [vezi expresia (3.31)], iar φ_{Dct} este diferența de potențial de contact, pentru joncțiunea colectorului. Pentru tranzistorii de aliere, coeficientul $n_c = \frac{1}{2}$, pentru cei trași din topitură și cei drift, $n_c = 1/3$.

Dacă se menține constantă intensitatea curentului bazei, I_b , atunci variația intensității curentului de colector, determinată de modularea lărgimii bazei, prin tensiunea joncțiunii colectorului, va fi de $1 + \beta_N$ ori mai mare, față de cazul cînd $I_c = \text{const}$. De acest fapt ne putem ușor convinge, plecînd de la expresiile (4.17), (4.18) și (5.34), din care rezultă :

$$\begin{aligned} g_{cp} &= - \left[\frac{\partial I_c}{\partial U_c} \right]_{I_b = \text{const}} = -(I_b + I_{c0}) \frac{\partial \beta_N}{\partial W} \frac{\partial W}{\partial U_c} = - \\ &= - \frac{I_b + I_{c0}}{(1 - \alpha_N)^2} \frac{\partial \alpha_N}{\partial W} \frac{\partial W}{\partial U_c}. \end{aligned}$$

Confruntînd această relație cu expresia (5.35) și ținînd cont că

$$\frac{I_b + I_{c0}}{1 - \alpha_N} = I_e,$$

vom obține

$$g_{c\beta} = \frac{g_c}{1 - \alpha_N}$$

și, respectiv,

$$r_{c\beta} = r_c(1 - \alpha_N) = \frac{r_c}{1 + \beta_N}. \quad (5.38)$$

Sensul fizic al acestei micșorări a rezistenței joncțiunii colectorului, în cazul cînd comanda se aplică pe intrarea bazei, este examinat în mod amănunțit în § 4.3.

Capacitățile de difuzie

În cadrul teoriei semnalelor mici, variația sarcinii purtătorilor minoritari din bază, datorită variației tensiunii aplicate joncțiunilor emitorului și colectorului, este definită prin capacitățile de difuzie corespunzătoare. Variația sarcinii purtătorilor minoritari în bază, atunci cînd variază tensiunea pe joncțiuni, se produce în primul rînd datorită modulării grosimii bazei. Luînd în considerație acest fapt, capacitatea de difuzie a joncțiunii poate fi pusă sub forma unei sume de două capacități, dintre care prima se definește pentru o grosime constantă a bazei, iar cea de a doua, pentru o concentrație constantă a purtătorilor pe limita de separație a joncțiunii date.

În cazul funcționării în regim activ, capacitatea de difuzie a joncțiunii emitorului, conectată în sens direct, este determinată, în cea mai mare parte, tocmai de prima dintre aceste componente. La o polarizare directă, joncțiunea se îngustează atît de mult, încît variația dimensiunilor ei nu mai provoacă nici o variație sesizabilă a grosimii bazei. În acest caz, sarcina purtătorilor minoritari variază, în principal, ca rezultat al creșterii sau diminuării concentrației purtătorilor de sarcină de pe frontiera joncțiunii. Așa cum s-a arătat în § 3.6, capacitatea de difuzie a joncțiunii este aproximativ determinată prin timpul mediu de trecere a purtătorilor de sarcină [vezi formula (3.35)]. O analiză mai riguroasă arată însă [51] că capacitatea de difuzie a joncțiunii emitorului, C_{ed} , este proporțională cu constanta de timp a coeficientului de transfer, τ_{aT} . Se poate considera aproximativ că :

$$C_{ed} = \frac{\tau_{aT}}{r_e \sqrt{2}} \approx I_e \frac{\tau_{aT}}{\sqrt{2} \varphi_T}. \quad (5.39)$$

Din formula (5.39) rezultă că capacitatea de difuzie a joncțiunii emitorului crește odată cu creșterea curentului de emitor.

Capacitatea de difuzie a joncțiunii colectorului, polarizată invers, este determinată, aproape în întregime, de variația sarcinii datorită modulării grosimii bazei. În cazul polarizării inverse, lărgimea joncțiunii $p-n$ devine comparabilă cu grosimea bazei, astfel încât efectele determinate de modularea grosimii bazei devin deosebit de pregnante.

Capacitatea de difuzie a joncțiunii colectorului poate fi definită plecându-se de la expresia operațională a curentului de colector¹

$$I_c = \alpha_N(p)I_e + I_{ci} \approx \alpha_N \frac{e^{-pt_{rN}}}{p\tau_{\alpha N} + 1} I_e + I_{ci} \approx \frac{\alpha_N}{p\tau_{TN} + 1} I_e + I_{ci}.$$

Considerind că în regimul curenților medii, $\gamma_e = 1$, obținem derivata:

$$\left(\frac{\partial I_c}{\partial U_c} \right)_{I_e = \text{const}} \approx - \frac{\alpha_{TN} \alpha_N I_e}{(p\tau_{TN} + 1)\tau_{rN}} \frac{\partial \tau_{TN}^*}{\partial W} \frac{\partial W}{\partial U_c} - \frac{\alpha_N I_e}{(p\tau_{TN} + 1)^2} \\ p \frac{\partial}{\partial U_c} (\alpha_{TN} \tau_{TN}^*) = -(I_c - I_{ci}) \frac{\alpha_{TN}}{\tau_{rN}} \frac{\partial \tau_{TN}^*}{\partial W} \frac{\partial W}{\partial U_c} \left(1 + \frac{p\alpha_{TN}\tau_{rN}}{p\tau_{TN} + 1} \right) \approx - \\ - g_c [1 + p\alpha_{TN}(\tau_{rN} - \tau_{TN})].$$

Din ultima expresie rezultă că conductibilitatea circuitului de colector prezintă o componentă reactivă cu caracter capacitiv. Valoarea componentei reactive a conductibilității reactive este determinată de capacitatea de difuzie a joncțiunii colectorului

$$C_{cd} = g_c \alpha_{TN} (\tau_{rN} - \tau_{TN}) = \alpha_{TN} \frac{\tau_{rN} - \tau_{TN}}{r_c} \approx \frac{\tau_{rN}}{r_c} \approx \frac{\tau_{\beta}}{r_c}. \quad (5.40, a)$$

¹ Aproximația s-a obținut ținând seama de dezvoltarea în serie a funcției

$$e^{-pt_{rN}} \approx 1 + pt_{rN}$$

și transformarea fracției

$$\frac{e^{-pt_{rN}}}{p\tau_{\alpha N} + 1} = \frac{1}{(p\tau_{\alpha N} + 1)^{pt_{rN}}} \approx \frac{1}{(p\tau_{\alpha N} + 1)(pt_{rN} + 1)} \approx \frac{1}{p(\tau_{\alpha N} + t_{rN}) + 1} = \frac{1}{p\tau_{TN} + 1}.$$

Substituind în această formulă expresia (5.37) pentru r_c , vom obține :

$$C_{cd} \approx \frac{2\tau_{TN}W_{ct}}{n_c\varphi_{Dc}W} I_c \left(1 - \frac{U_c}{\varphi_{Dc}}\right)^{n_c-1}. \quad (5.40, b)$$

Capacitatea de difuzie a joncțiunii colectorului variază odată cu variația intensității curentului de colector, I_c . În schemele pentru surse, curentul I_c variază între limite largi, din care cauză și valoarea capacității C_{cd} variază substanțial. Pentru calculele ingineresti se poate utiliza valoarea medie aritmetică a capacității de difuzie a joncțiunii colectorului. În domeniul activ, cît și în domeniul tăierii, valoarea medie a capacității de difuzie a joncțiunii colectorului se definește prin expresia

$$C_{cd} = 0,5 (I_{c1} + I_{c2}) \frac{\tau_\beta}{I_c r_c},$$

în care I_c este curentul de colector, pentru care au fost măsurate valorile diferențiale ale lui τ_β și r_c , iar I_{c1} și I_{c2} sînt valoarea inițială și, respectiv, valoarea finală a intensităților curentului de colector, în gama de valori considerată.

În mod analog se poate defini și capacitatea de difuzie a joncțiunii emitorului în cazul funcționării în regim de inversiune, cît și în regim de tăiere; ea este folosită pentru a caracteriza variația sarcinii purtătorilor, determinată de modularea grosimii bazei de către tensiunea joncțiunii emitorului.

Coeficientul legăturii inverse de difuzie și rezistența de difuzie a bazei

După cum se știe [44], modularea grosimii bazei de către tensiunea aplicată pe joncțiunea colectorului provoacă și o micșorare a tensiunii pe joncțiunea emitorului (vezi § 4.3), în afară de variația coeficientului de transport al purtătorilor de sarcină. Acest efect este, de regulă, definit în mod curent prin așa-numitul coeficient al legăturii inverse

$$\mu_{ec} = \left[\frac{\partial U_e}{\partial U_c} \right]_{I_e = \text{const}}.$$

Plecînd de la expresia (4.20) pentru U_e , se poate arăta că¹:

$$\begin{aligned}\mu_{ec} &\approx \varphi_T \frac{2\alpha_N\alpha_I}{W(1 - \alpha_N\alpha_I)} \left[\alpha_{TN} \frac{\tau_{TN}^*}{\tau_{rN}} - \alpha_{TI} \frac{\tau_{TI}^*}{\tau_{rI}} \right] \frac{\partial W}{\partial U_c} \approx \\ &\approx 2\varphi_T \frac{\alpha_I}{W} \frac{\partial W}{\partial U_c} = -2 \frac{\alpha_I \varphi_T W_{ct}}{n_c \varphi_{Dc} W} \left(1 - \frac{U_c}{\varphi_{Dc}} \right)^{n_c-1}.\end{aligned}\quad (5.41)$$

Semnul minus înseamnă că creșterea tensiunii joncțiunii colectorului determină o micșorare a tensiunii pe joncțiunea emitorului (în expunerea ce urmează se dă valoarea absolută a lui μ_{ec}).

Caracteristica de trecere a acestui coeficient coincide cu caracteristica corespunzătoare a coeficientului de transport al purtătorilor de sarcină [51]

$$\mu_{ec}(p) = \mu_{ec} \frac{e^{-p\tau_{rT}}}{p\tau_{\alpha T} + 1} \approx \mu_{ec} \frac{e^{-p\tau_{r\alpha}}}{p\tau_{\alpha} + 1}.$$

Uneori efectul Early este reprezentat printr-o rezistență legată, în schema echivalentă a tranzistorului, în serie cu rezistența de volum a bazei, r_b . Această rezistență fictivă se numește rezistența de difuzie a bazei, fiind determinată de relația

$$r_{b\text{dif}} = \mu_{ec}(p)z_{cd} \approx \frac{r_{b\text{dif}}}{p\tau_{rN} + 1},$$

unde

$$z_{cd} = r_c \left\| \frac{1}{pC_{cd}} \right\| \approx \frac{r_c}{p\tau_{rN} + 1}.$$

Rezistența de difuzie totală a bazei, $z_{b\text{dif}}$, este determinată atît de rezistența activă a bazei,

$$r_{b\text{dif}} = \mu_{ec}r_c, \quad (5.42, a)$$

cît și de capacitatea de difuzie a bazei [51], care o șuntează

$$C_{b\text{dif}} = \frac{\tau_{rN}}{r_{b\text{dif}}}. \quad (5.42, b)$$

¹ La deducerea acestei formule s-a neglijat variația lui I_{eT} în comparație cu variația mărimii lui $1 - \alpha_N\alpha_I$ și s-a luat $m_e = 1$.

Capacitățile de sarcină ale joncțiunilor colectorului și emitorului

Efectul capacităților joncțiunilor colectorului și a emitorului este dat de expresia

$$C_{je} = \frac{C_{j0e}}{\left(1 - \frac{U_e}{\varphi_{De}}\right)^{n_c}}, \quad (5.43)$$

în care capacitatea de sarcină a joncțiunii în starea de echilibru și coeficientul n_c sînt egale: pentru o joncțiune trasă din topitură

$$C_{j0e} = S_e \sqrt[3]{\frac{\epsilon_0^2 \epsilon^2 a e}{12 \varphi_{De}}}; \quad n_c = \frac{1}{3}; \quad (5.44, a)$$

pentru o joncțiune de aliere și pentru o joncțiune obținută prin procedeul dublei difuzii (cum ar fi, de pildă, cea a joncțiunii emitorului unui tranzistor drift),

$$C_{j0e} = S_e \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon N_{be} e}{2 \varphi_{De}}}; \quad n_c = \frac{1}{2}. \quad (5.44, b)$$

Capacitatea de sarcină a joncțiunii colectorului este definită printr-o formulă analoagă:

$$C_{jc} = \frac{C_{j0c}}{\left(1 - \frac{U_c}{\varphi_{Dc}}\right)^{n_c}}, \quad (5.45)$$

în care

$$C_{j0c} = S_c \sqrt[3]{\frac{\epsilon_0^2 \epsilon^2 a e}{12 \varphi_{Dc}}}; \quad n_c = \frac{1}{3} \quad (5.46, a)$$

pentru o joncțiune trasă din topitură și o joncțiune obținută pe calea dublei difuzii (cum ar fi, de exemplu, joncțiunea colectorului unui tranzistor drift), pe cînd, pentru o joncțiune de aliere,

$$C_{jc} = S_c \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon N_{bc} e}{2 \varphi_{Dc}}}; \quad n_c = \frac{1}{2}. \quad (5.46, b)$$

Cu ajutorul relațiilor date mai sus se definesc și valorile diferențiale ale capacităților de sarcină. Valorile acestor capacități variază în mod substanțial cu variația tensiunii aplicate pe joncțiunile co-

lectorului și a emitorului. Pentru rezolvarea problemelor practice este utilizată capacitatea integrală a joncțiunii, a cărei valoare este determinată cu ajutorul formulei (3.43).

Rezistența de volum și căderea de tensiune de difuzie

După cum se știe (vezi § 3.5), căderea de tensiune pe volumul unui cristal semiconductor este constituită din două componente. Prima dintre aceste componente este determinată de conductibilitate, fiind căderea de tensiune pe rezistența ohmică a materialului regiunii investigate, pe când cea de a doua componentă este căderea de tensiune de difuzie din volumul semiconductorului (așa-numita t.e.m. Dember), determinată de apariția gradientului concentrației purtătorilor mobili.

Pentru niveluri de injecție coborâte și medii, căderea de tensiune în interiorul volumului unui semiconductor este determinată de conductibilitatea, sau rezistența, sa. Cea mai importantă este influența rezistenței de volum a bazei, r_b . În cazul unor curenți mari sîntem nevoiți să ținem cont și de efectul rezistenței de volum a colectorului, r'_c , iar într-o întreagă serie de cazuri, de asemenea, și de rezistența de volum a emitorului, r'_e .

Cunoscînd rezistivitatea și geometria domeniului colectorului și a domeniului emitorului, rezistențele r'_c și r'_e pot fi calculate.

Rezistența de volum a bazei, r_b , reprezintă rezistența materialului semiconductor al regiunii bazei, cit și cea a contactului bazei față de curentul purtătorilor de sarcină majoritari, care circulă prin ieșirea bazei. Valoarea acestei rezistențe este determinată de rezistivitatea și de dimensiunile geometrice ale regiunii bazei și ale contactului bazei, și, de asemenea, de configurația și dispunerea liniilor de curent, după care se propagă purtătorii de sarcină majoritari [8]. Astfel, de pildă, în cazul funcționării în regim activ, curentul de recombinare se constituie, în principal, în acea porțiune a bazei, care este adiacentă joncțiunii emitorului, încît liniile de curent ale purtătorilor de sarcină majoritari vor avea aici, în mod corespunzător, o densitate maximă. În cazul funcționării în regim de saturație, liniile de curent se vor dispune mult mai uniform. Din această cauză, rezistența de volum a bazei va avea o mărime diferită, în funcție de regimul de lucru al tranzistorului și de felul montajului în care este conectată sursa de curent a bazei (montajul colector-bază, sau montajul emitor-bază). Diferențele dintre valorile lui r_b (în funcție de montajul de legare a sursei de curent) se constată la nivelurile de injecție joase, fiind mai ales sesizabile la tranzistorii drift (din cauza neomogenității bazei). Datorită acestui fapt, rezistența de volum a bazei este greu de calculat (în orice caz, ea nu poate fi calculată pe baza formulelor cunoscute, cu ajutorul cărora se calculează rezistența unui bloc prismatic de semiconductor, atunci cînd liniile de curent sînt distribuite în mod uniform).

După cum este bine știut, rezistența de volum a unui semiconductor variază în funcție de nivelul injecției. Pe măsura creșterii nivelului de injecție, crește concentrația purtătorilor de sarcină, din care cauză rezistența de volum scade. Are loc ceea ce se numește modularea rezistenței.

Modularea rezistenței de volum a colectorului, sau a emitorului, provocată de acumularea sau resorbția purtătorilor de sarcină, poate fi evaluată cu ajutorul formulelor următoare [36]:

$$r'_e = \frac{r'_{e0}}{1 + h_e Q_{en}} ; r'_c = \frac{r'_{c0}}{1 + h_c Q_{cn}} , \quad (5.47)$$

unde r'_{e0} și r'_{c0} sînt rezistențele emitorului și a colectorului cînd concentrația purtătorilor de sarcină este cea de echilibru, Q_{en} și Q_{cn} fiind sarcinile purtătorilor de neechilibru, acumulate la joncțiunile emitorului și colectorului, iar h_e și h_c sînt niște coeficienți de proporționalitate.

Riguros vorbind, modularea rezistenței de volum este determinată de sarcina purtătorilor de neechilibru, Q_{vol} , din întregul volum al domeniului considerat (al colectorului, sau al emitorului). Dacă joncțiunea este polarizată direct, atunci sarcina din domeniul colectorului, sau emitorului, este proporțională cu mărimea lui Q_{cn} , sau Q_{en} , adică cu sarcina purtătorilor de neechilibru de la joncțiunile corespunzătoare. Din această cauză, în ecuația care determină modularea rezistenței de volum, se pot înlocui Q_{vol} prin sarcina Q_{cn} , sau Q_{en} , schimbînd în mod corespunzător valoarea coeficientului de proporționalitate h_c , sau h_e . În această situație, valoarea acestui coeficient este determinată experimental.

Pentru determinarea modulării rezistenței de volum a bazei, în regim activ, se poate folosi expresia

$$r_b = \frac{r_{b0}}{1 + h_{eb} Q_{en}} . \quad (5.48, a)$$

Printr-o formulă analogă se determină r_b și în cazul cînd tranzistorul lucrează în domeniul de inversiune. Ceva mai complicată este determinarea dependenței lui r_b de nivelul injecției, în domeniul saturării. În acest caz, conductibilitatea regiunii bazei se va modula proporțional cu sarcina purtătorilor minoritari, acumulați atît la joncțiunea colectorului, Q_{cn} , cît și la joncțiunea emitorului, Q_{en} . Anume, pentru determinarea modulării rezistenței bazei se poate folosi următoarea formulă aproximativă:

$$r_b = \frac{r_{b0}}{1 + h_{cb} Q_{cn} + h_{eb} Q_{en}} . \quad (5.48, b)$$

determinînd experimental coeficienții de proporționalitate, h_{cb} și h_{eb} , cît și rezistența bazei, pentru starea de echilibru a concentrației purtătorilor, r_{b0} .

Rezistența de volum a bazei variază cu variația grosimii bazei. În cazul funcționării în domeniul activ, grosimea bazei este modulată de tensiunea aplicată pe joncțiunea colectorului, ceea ce implică o variație corespunzătoare a rezistenței bazei, r_b . Cu creșterea tensiunii aplicate invers joncțiunii, $|U_c|$, baza se îngustează astfel încît r_b crește, pe cînd cu micșorarea lui $|U_c|$, din contra, baza se lărgeste, astfel încît r_b se micșorează. Practic, acest efect nu joacă vreun rol deosebit, influența sa fiind în mod obișnuit neglijată.

Pentru niveluri de injecție deosebit de ridicate, căderea de tensiune de difuzie începe să joace un rol foarte substanțial. În majoritatea schemelor practice, în care tranzistorii lucrează la niveluri de injecție moderate, efectul căderii de tensiune prin difuzie este neesențial. Această tensiune atinge o valoare sesizabilă numai la curenți care sînt apropiați de curenții limită admisibili de nivelul

curentului în regim de impulsuri. Calculul căderii de tensiune prin difuzie este dificil, ceea ce face ca această mărime să fie determinată, de regulă, experimental.

5.3. SCHEMELE ECHIVALENTE ALE TRANZISTORILOR PENTRU SEMNALE MARI

La analiza și calculul schemelor cu tranzistori, care lucrează într-un interval larg de variație a intensităților și tensiunilor, se utilizează schemele echivalente pentru semnal mare.

În majoritatea cazurilor întâlnite în practică, influența curenților generați de fluxurile de purtători majoritari din bază este atât de mică, încât aceștia pot fi neglijăți, simplificând astfel foarte mult, schema echivalentă a tranzistorului. În cazul unor niveluri de injecție moderate, caracteristică pentru o clasă largă de scheme electronice, căderea de tensiune de difuzie poate fi omisă. Schemele echivalente ale unui tranzistor, bazate pe aproximațiile menționate, sînt date în figura 5.3, *a* și *b*.

Cînd circuitul colectorului este deschis ($I_c = 0$), caracteristica volt-amperică a joncțiunii emitorului coincide cu caracteristica unei diode semiconductoare (avînd curentul de origine termică I_{eT}), adică curentul emitorului, $I_e = I_{ed}$, este dat de formula :

$$I_{ed} = I_{eT} \left(\exp \frac{U_e}{\varphi_T} - 1 \right).$$

Exact la fel, cînd emitorul este deschis ($I_e = 0$), caracteristica volt-amperică a joncțiunii colectorului va fi determinată de curentul de origine termică, I_{cT} , și de tensiunea pe joncțiune, U_c :

$$I_{cd} = I_{cT} \left(\exp \frac{U_c}{\varphi_T} - 1 \right).$$

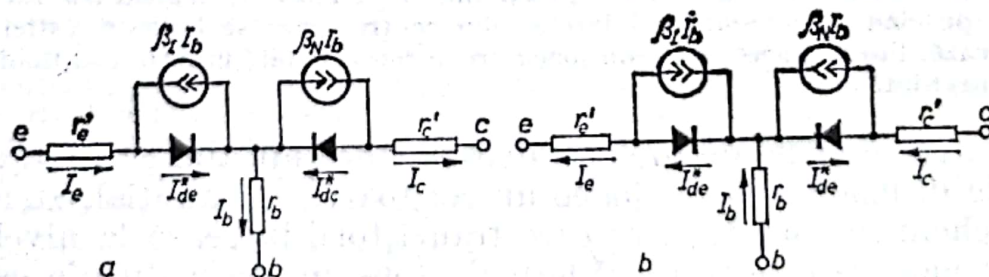


Fig. 5.3. Schema echivalentă a tranzistorului pentru semnal mare :
a – pentru tipul *p-n-p*; *b* – pentru tipul *n-p-n*.

Rezultă, deci, că atât joncțiunea de emitor, cât și cea de colector, pot fi înlocuite prin diode semiconductoare, ale căror curenți de origine termică sînt, respectiv, egali cu I_{eT} și I_{cT} .

Dacă tensiunea de pe joncțiunea colector se menține, de exemplu, constantă ($U_c = \text{const}$), atunci curentul diodei colector se menține, de asemenea, constant. Se poate însă ca în acest caz, curentul de colector să varieze pe seama variației curentului de emitor. Pentru a reflecta transferul curentului de emitor în circuitul colectorului, trebuie conectat și generatorul de curent $\alpha_N I_e$. Are loc și transferul invers de curent — din colector în emitor, ceea ce în schema echivalentă se reflectă prin includerea unui generator de curent, $\alpha_I I_c$, în circuitul emitorului.

În acest mod se construiește schema echivalentă a tranzistorului propriu-zis, ale cărei caracteristici sînt determinate de procesele din bază. Completînd schema tranzistorului propriu-zis cu rezistențele de volum, care definesc căderea de tensiune în profunzimea cristalului semiconductor al domeniului respectiv, vom obține schema echivalentă a tranzistorului real. În cazul funcționării tranzistorului în regim de tăiere, o anumită influență o au și rezistențele de scurgere ale joncțiunilor r_{esc} și r_{ec} (în schemele din figura 5.3 acestea lipsesc).

În schemele electronice, de obicei comanda tranzistorului se realizează prin curentul bazei. Pentru analizarea unor astfel de scheme, se pot folosi scheme echivalente, ca acelea reprezentate în figura 5.3. Este convenabil însă să transformăm în așa fel schema unui tranzistor propriu-zis, încît ea să reflecte comanda prin curentul de bază. O asemenea schemă echivalentă este de forma celor arătate în figura 5.4, *a* și 5.4, *b*. În ele, generatorii de curent au valorile $I_b \beta_N$ și $I_b \beta_I$. La restructurarea schemelor este necesar să modificăm și curenții de origine termică ai diodelor de emitor și de colector, amplificîndu-i respectiv de $(1 + \beta_N)$ și $(1 + \beta_I)$ ori.

Schemele echivalente din figurile 5.3 și 5.4 pot fi utilizate nu numai pentru calculul caracteristicilor statice ale tranzistorului. Ele sînt adecvate și pentru analiza proceselor tranzitorii. În acest

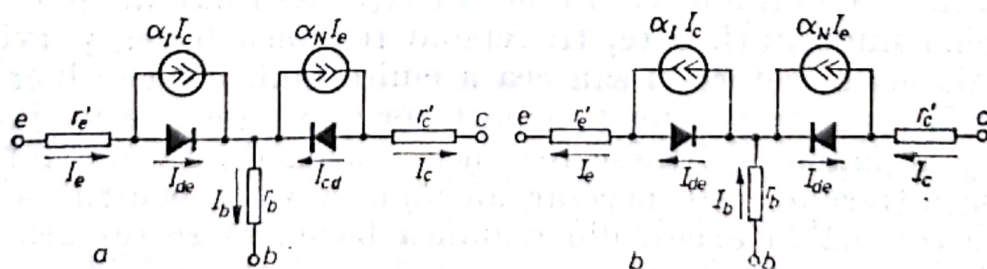


Fig. 5.4. Schema echivalentă a unui tranzistor, pentru semnal mare, cînd comanda se aplică pe bază :

a — pentru tipul *p-n-p*; *b* — pentru tipul *n-p-n*.

caz, trebuie să se țină seama de caracterul complex al parametrilor, determinat de inerția tranzistorului, cât și de influența elementelor parazite, legate de construcția sa (inducția contactelor de ieșire și capacitățile intraelectrodice).

În schemele echivalente considerate, elementele parazite constructive nu sînt incluse, dat fiind că efectul lor se manifestă numai la frecvențe extrem de înalte. Dacă aceasta devine necesar, influența acestor elemente poate fi luată în considerație prin completarea schemelor echivalente cu inductanțele ieșirilor și capacitățile dintre electrozi.

După cum se știe, inerția tranzistorului este determinată, mai întîi de toate, de difuzie și de driftul purtătorilor minoritari prin regiunea bazei. În cadrul schemei echivalente, aceste distorsiuni se reflectă prin dependența de timp a coeficientului de transfer al curentului de emitor, $\alpha_N(p)$, și al curentului de colector, $\alpha_I(p)$. Sub forma operațională această dependență este definită prin formulele (5.11) și (5.13, a).

Inerția tranzistorului este legată de procesul de recombinare din bază. În toate cazurile cînd există orice factori care să limiteze aflusul, sau scurgerea, de purtători de sarcină în regiunea bazei, durata proceselor tranzitorii dintr-un tranzistor este determinată de viteza de recombinare. Așa, de exemplu, dacă variația curentului bazei este limitată de elemente exterioare (deci este limitat aflusul, sau resorbția, purtătorilor majoritari), atunci durata stabilizării curentului de colector, sau a curentului de emitor, va fi determinată de viteza de recombinare. Totodată, inerția tranzistorului este definită prin dependența de timp a coeficientului de transfer al curentului bazei $\beta_N(p)$ și $\beta_I(p)$, ale căror expresii operaționale sînt date de formulele (5.11) și (5.13, b).

Constantele de timp ale coeficienților de transfer ai curentului bazei, $\tau_{\beta N}$ și $\tau_{\beta I}$, determină timpul de stabilizare al curentului de colector și al curentului de emitor, atunci cînd curentul bazei variază.

Dependența de timp a coeficienților de transfer ai curenților ne permite să definim viteza de variație a fluxului purtătorilor de sarcină minoritari, care, traversînd regiunea bazei, parvin pînă la joncțiunea colectorului sau cea a emitorului. Cînd se lucrează în domeniul de saturație, nu toți purtătorii de sarcină, ajunși la frontierele joncțiunilor, părăsesc regiunea bazei. Cînd semnalul de intrare se întrerupe, este necesar un anumit timp pentru ca purtătorii de sarcină în exces, din regiunea bazei, să se resoarbă.

Variația densității de sarcină a purtătorilor minoritari, determinată de acumularea sau de resorbția lor, este dată de ecuațiile diferențiale care sînt prezentate în capitolul precedent (vezi § 4.4).

După cum s-a observat deja, în cadrul analizării și calculării schemelor, este comod ca în locul densității de sarcină să se opereze cu sarcina purtătorilor minoritari, acumulați la joncțiunea emitorului și cea a colectorului :

$$Q_e = S_e q_e \text{ și } Q_c = S_c q_c,$$

unde S_e și S_c sînt ariile joncțiunilor emitorului și colectorului. Q_e și Q_c , pot fi exprimate aici în unități de sarcină electrică (de exemplu în coulombi), dacă acestea sînt definite pe unitatea de lungime.

Plecîndu-se de la ecuațiile (4.37) și (4.38) se pot scrie expresiile operaționale pentru sarcinile purtătorilor minoritari

$$Q_{cn} = Q_c - Q_{c0} \text{ și } Q_{en} = Q_e - Q_{e0} :$$

$$Q_{cn}(p) = \theta_{cx} \frac{p \tau_{\alpha N} + 1}{p \tau_{ac} + 1} [\alpha_N(p) I_c(p) - I_c(p)] + \\ + \frac{p}{p + \frac{1}{\tau_{ac}}} \left[Q_{cn}(0) + \theta_{cx} \frac{\tau_{\alpha N}}{\tau_{ac}} I_c(0) \right]; \quad (5.49)$$

$$Q_{en}(p) = \theta_{ex} \frac{p \tau_{\alpha I} + 1}{p \tau_{ac} + 1} [-\alpha_I(p) I_c(p) + I_e(p)] + \\ + \frac{p}{p + \frac{1}{\tau_{ac}}} \left[Q_{en}(0) - \theta_{ex} \frac{\tau_{\alpha I}}{\tau_{ac}} I_e(0) \right], \quad (5.50)$$

unde $Q_{cn}(0)$ și $Q_{en}(0)$ sînt valorile inițiale de neechilibru ale sarcinii purtătorilor de la joncțiunile colectorului și a emitorului, iar $I_c(0)$ și $I_e(0)$ sînt valorile inițiale ale curenților colectorului și al emitorului.

Ecuațiile (5.49) și (5.50) mai pot fi scrise plecînd de la schema echivalentă (figura 5.3), luînd în considerație faptul că o diodă semiconductoră constituie un acumulator de sarcină [52]. Sarcina purtătorilor minoritari care se acumulează în vecinătatea imediată a unei joncțiuni electron-gol va fi determinată de intensitatea curențului care circulă prin diodă. Din schema echivalentă dată în figura

5.3 rezultă că curenții joncțiunilor colectorului și al celei a emitorului sînt egali, respectiv, cu :

$$I_{ca}(p) = \alpha_N(p)I_e(p) - I_c(p) \text{ și } I_{ea}(p) = I_e(p) - \alpha_I(p)I_c(p).$$

Curenții $I_{ca}(p)$ și $I_{ea}(p)$, care circulă prin diode, provoacă o variație a sarcinii purtătorilor minoritari, proporțională cu coeficienții,

$$\theta_{ca}(p) = \theta_{ca} \frac{p\tau_{aI} + 1}{p\tau_{ac} + 1} \text{ și } \theta_{ea}(p) = \theta_{ea} \frac{p\tau_{aI} + 1}{p\tau_{ac} + 1}.$$

Abaterea sarcinii purtătorilor minoritari față de valoarea din starea de echilibru termodinamic va depinde, evident, de nivelul inițial al sarcinii. Nivelul inițial al sarcinii de la joncțiunile colectorului și cea a emitorului variază, în primul rînd, datorită variației fluxului de purtători prin joncțiunea dată și, în al doilea rînd, din cauza recombinării. Pentru evaluarea influenței fluxului purtătorilor ne vom folosi de principiul superpoziției. Să ne imaginăm curentul, de exemplu al colectorului, ca o sumă de două componente, dintre care prima, $I_c(p)$, este conectată în momentul de timp $t = 0$, iar cea de a doua, $I_c(0)$, în același moment de timp, este deconectată. Variația de sarcină de la joncțiunea colectorului, provocată de curentul $I_c(p)$, este evaluată prin micșorarea corespunzătoare a curentului diodei colector :

$$I_{ac}(p) = \alpha_N(p)I_e(p) - I_c(p).$$

Cea de a doua componentă, $I_c(0)$, determină variația nivelului inițial al sarcinii : cînd fluxul inițial de purtători de sarcină ce trece prin joncțiunea colectorului, creînd astfel curentul $I_c(0)$, se întreprinde, sarcina purtătorilor minoritari la joncțiunea colectorului va crește, devenind egală cu

$$Q_{cn}(0) + \theta_{ca} \frac{\tau_{aN}}{\tau_{ac}} I_c(0).$$

În momentele de timp ulterioare, nivelul inițial al sarcinii scade, datorită recombinării purtătorilor de sarcină, după o exponențială, a cărei constantă de timp este τ_{ac} . Prin urmare, abaterea sarcinii purtătorilor de sarcină minoritari, față de valoarea de echilibru a acesteia, este determinată, pentru joncțiunea colectorului, de ecuația (5.49).

În mod analog se determină și variația nivelului inițial al sarcinii pentru dioda emitorului. Cînd se întrerupe fluxul inițial al purtătorilor de sarcină minoritari, care sînt injectați prin joncțiunea emitorului, sarcina purtătorilor minoritari, de la joncțiunea emitorului, se va micșora, devenind egală cu

$$Q_{en}(0) = \theta_{e\alpha} \frac{\tau_{\alpha I}}{\tau_{ac}} I_e(0).$$

Luînd în considerație descreșterea exponențială a sarcinii datorită recombinării cît și variația acesteia, determinată de curențul $I_{de}(p)$, vom obține ecuația pentru dioda emitorului (5.50).

În mod analog se poate constitui și ecuația pentru sarcina purtătorilor minoritari, utilizînd schema echivalentă cu comanda pe bază :

$$Q_{cn}(p) = \theta_c \frac{p \tau_{\beta N} + 1}{p \tau_{ac} + 1} [\beta_N(p) I_b(p) - I_c(p)] + \frac{p}{p + \frac{1}{\tau_{ac}}} \left[Q_{cn}(0) + \theta_c \frac{\tau_{\beta N}}{\tau_{ac}} I_c(0) \right]; \quad (5.51)$$

$$Q_{en}(p) = \theta_e \frac{p \tau_{\beta I} + 1}{p \tau_{ac} + 1} [\beta_I(p) I_b(p) + I_e(p)] + \frac{p}{p + \frac{1}{\tau_{ac}}} \left[Q_{en}(0) - \theta_e \frac{\tau_{\beta I}}{\tau_{ac}} I_e(0) \right]. \quad (5.52)$$

După cum se vede din schema redată în figura 5.4, curenții care circulă prin diodele colector și emitor vor fi egali, respectiv, cu :

$$I_{dc}^*(p) = \beta_N(p) I_b(p) - I_c(p) \text{ și } I_{de}^*(p) = \beta_I(p) I_b(p) + I_e(p).$$

Observăm că curenții $I_{dc}^*(p)$ și $I_{de}^*(p)$ sînt legați de curenții diodelor corespunzătoare din schema din figura 5.3 prin formulele :

$$I_{dc}^* = \frac{I_{dc}(p)}{1 - \alpha_N(p)} = I_{dc}(p) [1 + \beta_N(p)];$$

$$I_{de}^* = \frac{I_{de}(p)}{1 - \alpha_I(p)} = I_{de}(p)[1 + \beta_I(p)].$$

Din această cauză, în schemele cu comandă pe bază sînt modificate în mod corespunzător și coeficienții de proporționalitate dintre sarcină și curent. Aceștia vor fi egali cu :

$$\theta_c(p) = \theta_{c\alpha}(p)[1 - \alpha_N(p)] \approx \theta_c \frac{p\tau_{\beta N} + 1}{p\tau_{ac} + 1};$$

$$\theta_e(p) = \theta_{e\alpha}(p)[1 - \alpha_I(p)] \approx \theta_e \frac{p\tau_{\beta I} + 1}{p\tau_{ac} + 1},$$

unde

$$\theta_c = \theta_{c\alpha}(1 - \alpha_N) \approx \frac{\theta_{c\alpha}\tau_{TN}}{\tau_{\beta N}}; \quad \theta_e = \theta_{e\alpha}(1 - \alpha_I) \approx \frac{\theta_{e\alpha}\tau_{TI}}{\tau_{\beta I}}$$

sînt valorile coeficienților de proporționalitate în regim stabilizat.

Efectul condițiilor inițiale se ia în considerație prin același procedeu ca și cel analizat pentru schemele prezentate în figura 5.3.

Coeficienții de proporționalitate, $\theta_{c\alpha}$ și $\theta_{e\alpha}$, pot fi puși în legătură cu caracteristicile fizice ale tranzistorului astfel. Dacă aplicăm joncțiunii colectorului o tensiune de deplasare inversă, care să realizeze o resorbție aproape totală a purtătorilor de sarcină, ($\theta_c = 0$ și $Q_{cn} = -Q_{c0}$), iar ieșirea emitorului o deconectăm ($I_e = 0$), atunci în regim stabilizat ($p \rightarrow 0$), prin dioda colectorului va circula curentul $I_c = I_{cT}$. Introducînd mărimile menționate aici, în ecuația (5.54), vom obține :

$$\theta_{c\alpha} = \frac{Q_{c0}}{I_{cT}} \text{ și } \theta_c = \frac{\theta_c}{1 + \beta_N} = \frac{Q_{c0}}{I_{cT}(1 + \beta_N)}. \quad (5.53)$$

În mod analog, din ecuația (5.50) se determină coeficientul

$$\theta_{e\alpha} = \frac{Q_{e0}}{I_{eT}} \text{ și } \theta_e = \frac{\theta_{e\alpha}}{1 + \beta_I} = \frac{Q_{e0}}{I_{eT}(1 + \beta_I)}. \quad (5.54)$$

Expresiile (5.53) și (5.54) sînt folosite pentru determinarea tensiunii pe joncțiunea respectivă, după valorile calculate ale sarcinii purtătorilor minoritari. Conform condițiilor la limită, (2.16), legă-

tura dintre tensiunea pe joncțiune și sarcina purtătorilor de neechilibru se exprimă prin formulele :

$$U_c = \varphi_T \ln \left[1 + \frac{Q_{cn}(t)}{Q_{c0}} \right]; \quad U_e = \varphi_T \ln \left[1 + \frac{Q_{en}(t)}{Q_{e0}} \right].$$

După cum se știe (vezi 5.2), odată cu variația tensiunilor aplicate joncțiunilor, variază și grosimea bazei, deci și parametrii tranzistorului. Evaluarea acestei variații a parametrilor complică substanțial analiza, din care cauză, în practică se preferă să se lucreze cu parametri care să fie independenți, pentru un tranzistor dat, față de tensiunile aplicate, valorile acestor parametri fiind determinate pentru o valoare fixă a grosimii bazei. În acest caz, efectele determinate de modularea grosimii bazei, într-o primă aproximație, se evaluează astfel. Modularea grosimii bazei determină o variație a coeficienților de transfer ai curenților. După cum s-a subliniat deja (vezi § 5.2), dependența coeficientului de transfer al curențului, față de tensiunea aplicată joncțiunii colectorului, se ia în considerație, prin introducerea rezistenței joncțiunii colectoare. La o astfel de simplificare este convenabil să apelăm și în cazul elaborării schemelor echivalente ale tranzistorului pentru semnal mare, incluzind în schema cu comanda aplicată pe emitor rezistența r_c , iar în schema cu comanda pe bază — rezistența

$$\frac{r_c}{1 + \beta_N(p)}.$$

Pentru simplificarea schemelor, aceste rezistențe nu sînt arătate în figurile 5.3 și 5.4 (ele trebuie conectate în paralel cu joncțiunea colectorului). Valoarea medie a lui r_c , sau a lui

$$\frac{r_c}{1 + \beta_N(p)},$$

poate fi determinată din panta caracteristicii de colector a tranzistorului, sau prin medierea valorii diferențiale a conductivității,

$$g_c = \frac{1}{r_c}.$$

Analog pot fi luate în considerație dependențele coeficienților inverși, α_I și α_I , șuntind joncțiunea emitorului printr-o rezistență de valoare corespunzătoare.

Modularea grosimii bazei determină, de asemenea, variația sarcinii purtătorilor minoritari. Acest fenomen este convenabil să-l caracterizăm prin componenta capacității de difuzie, determinată de modularea grosimii bazei. În cadrul calculelor practice se utilizează valoarea mediată a acestei capacități (vezi § 5.2). Trebuie să subliniem faptul că efectele determinate de modularea grosimii bazei devin observabile în cazul polarizării inverse a joncțiunii $p-n$.

Caracterul proceselor tranzitorii este afectat, de asemenea, de capacitățile de sarcină ale joncțiunilor electron-gol: a joncțiunii colectorului, C_{jc} , și a joncțiunii emitorului, C_{je} . În cazul în care se studiază funcționarea tranzistorului la semnal mare, se folosesc valorile medii.

Efectul capacităților de difuzie și de sarcină ale joncțiunilor se manifestă dublu: în primul rând, ca rezultat al acțiunii curenților de încărcare sau de descărcare a acestor capacități și, în al doilea rând, ca o consecință a variației nivelului injectiei purtătorilor minoritari în bază.

Curentul de încărcare sau de descărcare este definit de capacitatea totală, C_c , a joncțiunii colectorului, și de capacitatea, C_e , a joncțiunii emitorului, care se compun din capacitățile de sarcină și cele de difuzie:

$$C_c = C_{jc} + C_{dc}; \quad C_e = C_{je} + C_{de}.$$

În schemele echivalente, reprezentate în figura 5.3, efectul curenților de încărcare și descărcare poate fi luat în considerație prin șuntarea diodelor de colector și de emitor, cu capacitățile C_c și C_e . În schemele echivalente avînd comanda pe bază (figura 5.4), capacitățile colectorului și emitorului trebuie mărite în comparație cu mărimile lui C_c și C_e , de $1 + \beta_N(p)$ ori, și, respectiv, de $1 + \beta_I(p)$ ori.

Deformările provocate de variația nivelului injectiei se determină din raportul diferitelor componente ale capacităților, și nu din valoarea lor globală. Capacitatea de difuzie a joncțiunii facilitează creșterea eficienței injectiei, dat fiind că curentul care circulă prin joncțiune, în timpul cît se stabilizează sarcina purtătorilor în bază, este format de fluxul purtătorilor minoritari. Capacitatea de sarcină, dimpotrivă, micșorează eficiența injectiei, dat fiind că curentul de încărcare sau de descărcare a acestei capacități este format de fluxul purtătorilor majoritari (vezi § 4.4). Cu cît capacitatea de difuzie este mai mică în comparație cu cea de sarcină, cu atît mai pregnant se manifestă distorsionările salturilor bruște, provocate de diminuarea eficienței injectiei. Aceste deformări capătă valori sesizabile la tranzistorii drift, cu baza relativ subțire, mai cu seamă în cazul funcționării în regim de curenți slabi. Distorsionările determinate de micșorarea eficienței injectiei sînt deosebit de vizibile în cazul funcționării

tranzistorului în domeniul activ. În acest caz, acțiunea capacității emitorului asupra eficienței injectiei este reflectată în caracteristica de tranziție a coeficientului injectiei joncțiunii colectorului (vezi § 5.2), care constituie o parte componentă a coeficientului de transfer al curentului, $\alpha_N(p)$. Din această cauză, constanta de timp, $\tau_{\alpha N}$, cît și mărimea $\tau_{\beta N}$, ce-i corespunde, caracterizează, în cazul funcționării în domeniul activ, nu numai distorsiunile provocate de procesele din cadrul bazei, ci și pe cele determinate de reactivitatea joncțiunii emitorului.

Cînd tranzistorul lucrează în domeniul activ, invers, efectul capacităților joncțiunii colectorului asupra eficienței injectiei este evaluat prin intermediul constantelor de timp $\tau_{\alpha I}$, sau $\tau_{\beta I}$. Dacă însă tranzistorul lucrează în domeniul tăierii, atunci distorsiunile determinate de reducerea eficienței injectiei sînt luate în considerare, apelînd la constantele de timp menționate aici, numai într-o primă aproximație.

După cum se știe, în domeniul microcurenților, curenții canal, cît și curenții de recombinare-generare devin comparabili cu curenții de difuzie. Efectul acestor curenți asupra alurei caracteristici volt-amperice a diodelor colector și emitor poate fi luat în considerare, în primă aproximație, aplicînd procedeul tratat în § 4.3, adică reprezentînd curenții diodelor sub forma

$$I_{dc} = I'_{cT} \left(\exp \frac{U_c}{m_c \varphi_T} - 1 \right); I_{de} = I'_{eT} \left(\exp \frac{U_e}{m_e \varphi_T} - 1 \right).$$

O astfel de aproximare s-a mai folosit deja, în cadrul analizei caracteristicilor statice ale tranzistorului (vezi § 4.3).

Examinarea funcționării tranzistorului în cazul semnalelor mari se poate face și utilizînd alte scheme echivalente, dintre care cea mai cunoscută este schema lui Ebers-Moll [53]. În această schemă (figura 5.5) fiecare joncțiune este reprezentată printr-o diodă și o sursă de curent, care să exprime interacțiunea dintre joncțiuni. Spre deosebire însă de schema din figura 5.3, în schema lui Ebers-Moll, se consideră că de la o joncțiune la alta se transmite numai acea parte a curentului, care se injectează prin diodă. Dacă în schema din figura 5.3, sursele de curent sînt definite prin curenții totali ai emitorului și colectorului, apoi în schema lui Ebers-Moll ele sînt caracterizate prin curenții

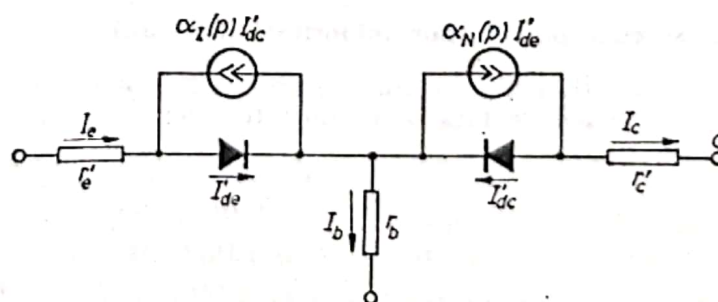


Fig. 5.5. Schema echivalentă pentru un tranzistor $p-n-p$, după Ebers și Moll.

de injecție ai diodelor emitorului și colectorului ($I'_{de} I'_{dc}$). Nici însăși noțiunea de curent injectat nu este, în acest caz, complet corespunzătoare în cadrul teoriei lui Ebers-Moll, cu interpretarea fizică a procesului injecției. Curentul de injecție este generat de întregul flux de purtători ce trec în bază, prin joncțiunea dată. În schema Ebers-Moll însă, curentul de injecție este egal cu curentul diodei respective. În acest caz caracteristica volt-ampereică a diodei colectorului, de pildă, este determinată având joncțiunea emitorului scurtcircuitată, iar a diodei emitorului, pentru joncțiunea colectorului scurtcircuitată. În acest caz, curenții diodelor se exprimă prin următoarele relații:

$$I_{de} = \frac{I_{eT}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_e}{\varphi_T}} - 1 \right); \quad r_{dc} = \frac{I_{cT}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{\frac{U_c}{\varphi_T}} - 1 \right).$$

O reprezentare atât de abstractă deformează esența fizică a funcționării tranzistorului, iar în cadrul analizei proceselor tranzitorii conduce la erori principiale. În schema lui Ebers-Moll, trecerea tranzistorului dintr-un domeniu în altul este definită prin momentul întreruperii curentului care este injectat prin dioda colector sau emitor. În realitate însă, trecerea tranzistorului dintr-un regim de funcționare în altul este determinată de sarcina purtătorilor minoritari, acumulați în bază, chiar lângă joncțiunea colector sau emitor. În schema din figura 5.3, variația sarcinii purtătorilor minoritari a fost luată în considerație folosindu-se diodele care reprezintă acumulatori de sarcină. În schema lui Ebers-Moll însă, nu se poate reflecta procesul de cumulare a sarcinii, sau de resorbție a acesteia, din care cauză sîntem constrinși să apelăm la criteriul curenților pentru a defini limitele regimurilor de funcționare ale tranzistorului. În regim static, acest criteriu nu conduce la nici un fel de erori, dat fiind că în acest regim, sarcina purtătorilor minoritari este proporțională cu intensitatea curentului injectat. Cînd se lucrează cu semnale în impulsuri, legătura dintre mărimile amintite nu mai are loc, astfel încît criteriul curenților devine incorect. Aceasta face ca la rezolvarea unei întregi serii de probleme, utilizarea schemei echivalente a lui Ebers-Moll să conducă la erori principiale [54].

Pentru analiza funcționării tranzistorului se folosește din ce în ce mai mult așa-numita metodă a sarcinii. Pentru prima dată, această metodă a fost pusă la punct de către Beafoy și Sparkes [55]. Ea a fost dezvoltată ulterior, în cadrul lucrărilor lui V. A. Kuzmin, V. I. Șveikin și alții [56].

Sensul metodei sarcinii constă în faptul că funcționarea tranzistorului este definită prin variația sarcinii purtătorilor minoritari din bază. Această variație este determinată din ecuația de continuitate (2.5), prin integrarea acesteia pe întregul volum al bazei, V_b :

$$\frac{Q_b}{t} = - \int_{V_b} \frac{q - q_0}{\tau} dV - \int_{V_b} \operatorname{div} j dV,$$

în care

$$Q_b = \int_{V_b} q dV$$

este sarcina purtătorilor minoritari din bază.

Dacă timpul de viață al purtătorilor de sarcină în bază, τ , nu se schimbă, atunci el poate fi scos în fața semnelui integralei, obținîndu-se astfel o ecuație simplă pentru sarcina Q_b :

$$\frac{\partial Q_b}{\partial t} + \frac{Q_b}{\tau} = I_{br}, \quad (5.55)$$

unde I_{br} este curentul de recombinare al bazei.

Completind această ecuație cu formulele aproximative,

$$Q_b = \frac{I_c \tau}{\beta_N}$$

(pentru domeniul de inversiune) și considerind

$$I_{br} \approx I_b,$$

se pot rezolva o serie de probleme practice, pe baza ecuației (5.55). Posibilitățile metodei sarcinii sînt însă limitate, dat fiind că ea este valabilă numai pentru tranzistorii omogeni ($\tau = \text{const}$). Deoarece în diferitele porțiuni ale unei baze neomogene, variația sarcinii purtătorilor minoritari este determinată simultan de cîteva valori diferite ale timpilor de viață, mediați prin funcții de pondere statistică diferite (vezi § 2.7), și analiza făcută prin metoda sarcinii va conduce la discordanțe față de realitatea practică. Deficiențele metodei sarcinii pot fi evitate numai formal, și încă cu prețul denaturării esenței fizice a proceselor care au loc în baza tranzistorului. Schema echivalentă construită pe baza complicării teoriei metodei sarcinii devine destul de dificilă. Analiza acestei scheme demonstrează că, în ultimă instanță, ea conduce la aceleași erori, ca și schema lui Ebers-Moll.

5.4. SCHEMELE ECHIVALENTE ALE TRANZISTORULUI PENTRU SEMNALE MICI

Schemele echivalente reprezentate în figurile 5.3 și 5.4 pot fi utilizate și pentru determinarea componentelor variabile ale semnalelor, nu numai în regim staționar, ci și în regim de impulsuri. În acest din urmă caz, este necesar să se țină seama de caracterul complex al parametrilor tranzistorului, cit și de efectul capacităților de sarcină ale joncțiunilor electron-gol. Aceste scheme reflectă proprietățile neliniare ale tranzistorului, astfel încît, aplicarea lor este justificată în cazul funcționării cu semnale a căror amplitudine este comparabilă ca mărime cu componentele continui ale curenților și tensiunilor. Dacă însă amplitudinea semnalului devine atît de mică, încît distorsiunile liniare pot fi neglijate, atunci este convenabil să se folosească schema echivalentă pentru semnale mici, care reprezintă de fapt un circuit liniar. Asemenea scheme echivalente se folosesc în mod obișnuit pentru examinarea cascadelor cu tranzistori, care funcționează în domeniul activ.

Schema echivalentă, în formă de T

Schemele echivalente pentru semnale mici pot fi construite plecîndu-se de la schemele echivalente din figurile 5.3 și 5.4, înlocuind dioda emitor prin rezistența diferențială a joncțiunii, r_e . În circuitul colectorului, de asemenea, trebuie conectată o rezistență în locul

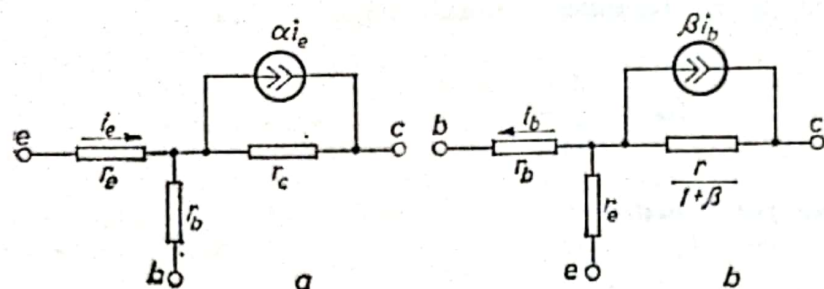


Fig. 5.6. Schemele echivalente ale tranzistorului, pentru semnale mici și frecvențe medii :
a – comanda aplicată pe emitor; b – comanda aplicată pe bază.

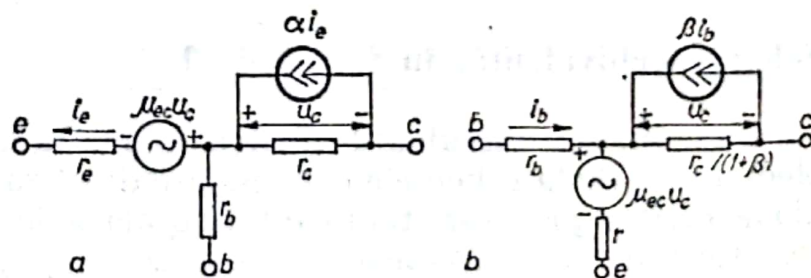
diodei, care să reflecte efectul modulării grosimii bazei asupra valorilor coeficienților de transfer ai curenților. În cadrul schemelor echivalente ale tranzistorilor de putere mică, de obicei, rezistențele emitorului, r'_e , și a colectorului, r'_c , sînt neglijate. Dacă este cazul (de exemplu, în cadrul analizării funcționării unei cascade pe bază de tranzistori de putere mare), efectul acestor rezistențe poate fi luat în seamă la fel ca și în cazul semnalului puternic.

Schemele de semnal mic echivalente, simplificate, cunoscute sub denumirea de scheme în formă de T , sînt arătate în figura 5.6. Prima dintre acestea (figura 5.6, a) a fost propusă de către Ryder și Kircher [57], fiind aplicată, de obicei, la analiza cascadelor cu tranzistori, atunci cînd comanda este pe emitor. Cea de a doua schemă (figura 5.6, b) este convenabilă pentru comanda aplicată pe bază. În aceste scheme, coeficienții de transfer ai curenților de emitor, α , și al celui de bază, β , vor fi mărimi diferențiale, definite ca raportul dintre creșterea curentului de colector, i_c , către curentul de emitor i_e , respectiv a celui de bază, i_b , în vecinătatea punctului de funcționare dat, atunci cînd tensiunea pe joncțiunea colectorului rămîne constantă. Sensul curentului generatorilor, αi_e și βi_b , este definit univoc de sensul curenților corespunzători, al emitorului, i_e , și al bazei, i_b . Sensul acestora din urmă poate fi luat în mod arbitrar. Este însă convenabil să se indice sensul real al celor doi curenți.

În afară de modificarea coeficientului de transport al purtătorilor de sarcină, modificarea grosimii bazei de către tensiunea colectorului mai provoacă și variația tensiunii pe joncțiunea emitorului și, în consecință, apariția unei legături interne inverse. În schema echivalentă a tranzistorului, efectul acțiunii legăturii inverse este exprimat prin generatorul de tensiune $\mu_{ec} u_c$ (figura 5.7). Polaritatea acestui

Fig. 5.7. Schemele echivalente ale tranzistorului, pentru semnal mic, ținînd cont de legătura de difuzie inversă, la frecvențe medii :

a – cu comanda pe emitor;
b – cu comanda pe bază.



generator este univoc determinată de polaritatea componentei variabile a tensiunii joncțiunii colectorului, u_c . În locul generatorului tensiunii, $\mu_{ec}u_c$, în schema echivalentă poate fi conectată rezistența de difuzie a bazei, r_{bal} (în serie cu rezistența de volum a bazei). Schema, însă, cu rezistență de difuzie reprezentînd formal acțiunea legăturii inverse, este mai puțin intuitivă, fiind și folosită mai rar.

Schemele echivalente pentru semnale mici pot fi utilizate pentru calcule în frecvențele joase, medii și înalte, cît și pentru analiza proceselor tranzitorii. În figura 5.8 sînt date schemele echivalente ale tranzistorului, utilizate pentru analizarea cascadelor atunci cînd se amplifică semnale de frecvențe înalte, sau impulsuri cu salturi bruște. În aceste scheme, coeficienții de transfer ai curenților, α și β , cît și coeficientul legăturii inverse de difuzie, μ_{ec} sînt mărimi complexe. Schemele se completează cu capacitățile joncțiunilor care sînt formate din capacitățile de sarcină și de difuzie despre efectele cărora s-a discutat pe larg în § 5.3.

Mărimea capacității de sarcină se modifică substanțial, cu variația tensiunii aplicată joncțiunii. Dacă amplitudinea componentei alternative a tensiunii aplicate joncțiunii este de cîteva ori mai mică decît componenta continuă, atunci variația capacității de sarcină poate fi neglijată, în cadrul calculelor folosindu-se valoarea diferențială a acesteia. Dacă componenta alternativă a curențului este de cîteva ori mai mică față de componenta continuă care circulă prin joncțiune, atunci poate fi omisă și variația capacității de difuzie a joncțiunii.

Din formulele date în 5.2 rezultă că constantele de timp, τ_α și τ_β , definesc în majoritatea cazurilor nu numai distorsiunile provocate de procesele ce au loc în bază, ci și distorsiunile determinate de acțiunea reactivă a joncțiunii emitorului. Din această cauză, în cadrul examinării majorității schemelor practice, în care efectul curențului de încărcare sau de descărcare, al capacității emitorului, C_e , se manifestă foarte slab, schemele echivalente ale tranzistorului pot fi simplificate, eliminînd din ele capacitatea C_e . În acest caz, acțiunea cea mai importantă a componentelor acestei capacități,

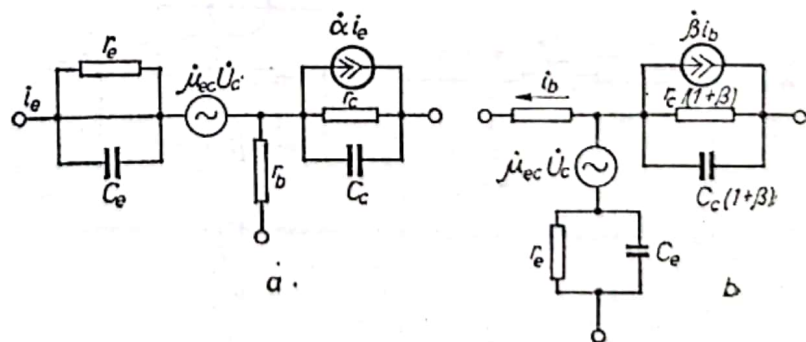


Fig. 5.8. Schemele echivalente ale tranzistorului, pentru semnale mici și frecvențe înalte :

a — pentru comanda aplicată pe emitor; b — pentru comanda aplicată pe bază.

care provoacă modificarea eficienței injectiei, este luată în considerație în mod automat, prin intermediul mărimilor τ_α sau τ_β , măsurate în regimul dat.

Efectul curentului de încărcare (descărcare) a capacității emitorului este esențial, în primul rând, în cazul funcționării tranzistorului în regim de microcurenți. În al doilea rând, acțiunea curentului de încărcare (descărcare) devine sesizabilă în cadrul schemelor pentru frecvențele înalte, în care deformarea frontului impulsului devine comparabilă cu constanta de timp τ_α . Totodată, trebuie să menționăm în schema echivalentă capacitatea C_e , luînd-o egală cu:

$$C_e \approx \frac{\tau_\alpha}{r_e}$$

în schema cu emitorul comun, pe cînd în schema cu baza comună, egală cu

$$C_e \approx \frac{\tau_\beta}{r_e(1 + \beta)}$$

Aceste aproximații nu au pretenția unei precizii ridicate, permițînd însă reducerea cu o unitate a numărului de rădăcini ale ecuației caracteristicilor unui circuit care conține un tranzistor, simplificînd astfel, substanțial, calculele.

În figura 5.9 este dată o schemă în formă de *T* a tranzistorului, în cadrul căreia prezența legăturii inverse este reprezentată prin rezistența de difuzie a bazei $z_{b\text{dif}}$. În această schemă echivalentă s-a modificat în mod corespunzător [51] rezistența joncțiunii emitorului

$$z_e^* = z_e - z_{b\text{dif}}(1 - \dot{\alpha}),$$

unde

$$z_e = \frac{r_e}{1 + j\omega r_e C_{de}}; \quad \dot{\alpha} = \frac{e^{-j\omega t_r}}{1 + j\omega \tau_\alpha}; \quad z_{b\text{dif}} = \frac{r_{b\text{dif}}}{1 + j\omega r_{b\text{dif}} C_{b\text{dif}}}$$

În schema echivalentă din figura 5.9, nu se reușește să se reunească capacitățile de sarcină și de difuzie, ceea ce complică considerabil analiza cascadelor cu tranzistori, astfel încît schema aceasta este aplicată relativ rareori.

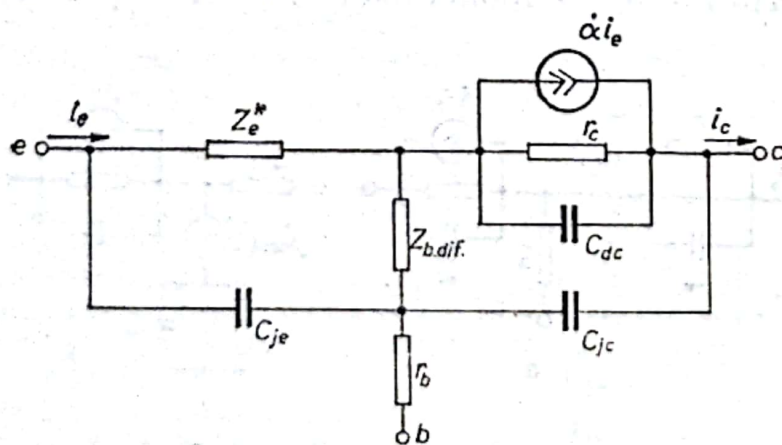


Fig. 5.9. Schema echivalentă a tranzistorului cu rezistența de difuzie a bazei, în cazul semnalului mic.

Trebuie să avem în vedere faptul că efectul legăturii de difuzie inversă manifestă o influență pregnantă asupra caracteristicilor cascadei cu tranzistori, numai în cazul unei rezistențe ohmice din circuitul de colector, R_c , suficient de mari, atunci cînd

$$R_c \geq \frac{r_d}{\mu_{ec}} = (10^4 - 10^5) \Omega.$$

Întrucît în majoritatea cazurilor din practică, rezistența R_c are, de obicei, o valoare suficient de mică, efectul legăturii inverse poate fi neglijat, excluzînd din schemele echivalente generatorul $\mu_{ec}u_c$, sau rezistența z_{dif} .

Scheme echivalente în formă de Π

Schemele echivalente analizate reprezintă scheme de înlocuire a unui dispozitiv activ comandat prin curent. Tranzistorul este un dispozitiv comandat prin curent (mai bine zis, prin sarcină). El poate fi însă conceput, formal, ca un dispozitiv comandat cu ajutorul tensiunii. În acest caz, tranzistorul se înlocuiește printr-o schemă echivalentă în formă de Π , propusă de către Giacometto [58].

În figura 5.10 este reprezentată schema echivalentă, în formă de Π , a unui tranzistor cu emitorul comun. Parametrul fundamental în această schemă îl constituie panta caracteristicii tranzistorului, $\dot{S}$, determinată prin următoarea formulă aproximativă

$$\dot{S} = S \frac{e^{-j\alpha\omega}}{1 + j\frac{\omega}{\omega_{ST}}},$$

în care

$$S = \frac{\alpha}{r_e}$$

este panta pentru frecvențe medii;

$$\omega_{ST} = \frac{1}{\tau_{ST}} \text{ și } \tau_{ST} = \tau_{\alpha}(1 - e^{-1,5\alpha})$$

sînt pulsația limită și constanta de timp a pantei caracteristicii, iar $\alpha = l_{ra}/\tau_{\alpha}$ este coeficientul deplasării de fază, egal cu 0,21 pentru tranzistorii de difuzie, și cu $0,21 + 0,3\eta$ pentru tranzistorii drift.

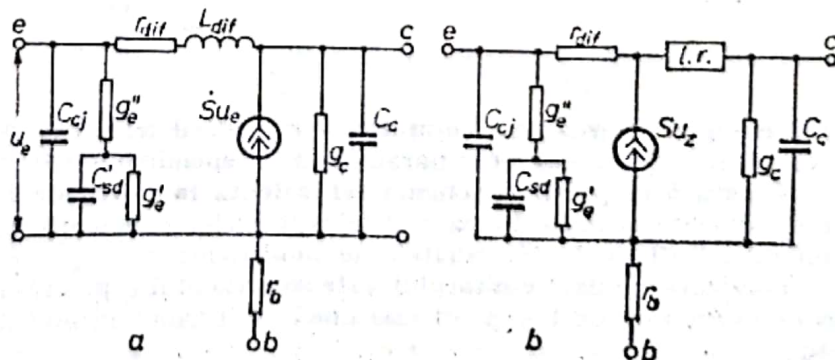


Fig. 5.10. Schema echivalentă în formă de π a tranzistorului, cînd comanda este aplicată pe emitor:

a — cu inductanță de difuzie;
b — cu linie de retardare.

Conductibilitățile din circuitul emitorului g'_e , g''_e și capacitatea de difuzie C'_{de} sint date de următoarele formule:

$$g'_e = \frac{g_e}{1 - \frac{\tau_{ST}}{\tau_\alpha}}; g''_e = g_e \frac{\tau_\alpha}{\tau_{ST}}; C'_{de} = g_e \frac{\tau_\alpha}{1 - \frac{\tau_{ST}}{\tau_\alpha}},$$

în care

$$g_e = \frac{1}{r_e}$$

este rezistența totală a emitorului.

Capacitatea colectorului, C_c , este compusă din capacitatea joncțiunii colectorului, C_{jc} , și capacitatea de difuzie a colectorului,

$$C_{cd} = \frac{\tau_\beta}{r_c}.$$

Conductibilitatea colectorului este

$$g_c = \frac{1}{r_c}.$$

În schema echivalentă din figura 5.10, a , legătura inversă internă este caracterizată prin rezistența de difuzie,

$$r_{dif} = \frac{r_e}{\mu_{ec}},$$

și de inductanța de difuzie

$$L_{dif} = \tau_{ST} r_{dif}.$$

Mai exactă este schema echivalentă cu linie de retardare, care este reprezentată în figura 5.10, b . Linia de retardare a cărei funcție de transmisie este dată de expresia

$$i_{ies} = i_{intr} \frac{e^{-j\omega \frac{\tau_\alpha}{\omega_\alpha}}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_{ST}}}$$

permite reprezentarea mai completă a retardării legăturii interne inverse și înlocuirea generatorului de curent prin parametrul independent de frecvență, S .

Figura 5.11 prezintă schema echivalentă în formă de Π a unui tranzistor cu comanda aplicată pe bază. În ea sint folosite aceleași elemente principale, ca și în schema din figura 5.10, însă cu următoarele modificări:

conductibilitatea emitorului este reprezentată printr-un singur element activ a cărui valoare este de $1 + \beta$ ori mai mică decît conductibilitatea g_c a schemei din figura 5.10;

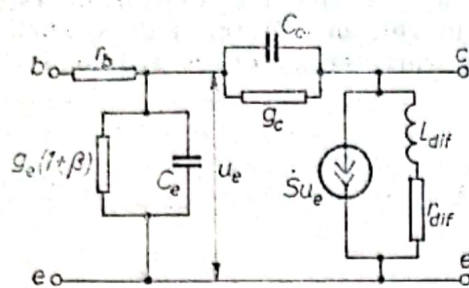


Fig. 5.11. Schema echivalentă în formă de π a tranzistorului pentru comanda aplicată pe bază.

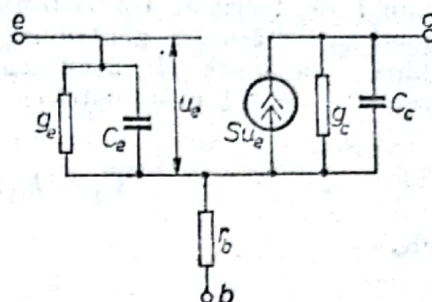


Fig. 5.12. Schema în formă de π a unui tranzistor, simplificată.

capacitatea joncțiunii emitorului, C_e , este definită ca fiind egală cu

$$C_e = g_e \frac{\tau_\beta}{1 + \beta}$$

Pentru rezolvarea problemelor tehnice se consideră schema echivalentă în formă de Π simplificată, a tranzistorului, dată în figura 5.12. Fără a avea pretenția unei precizii ridicate această schemă este simplă și comodă pentru calcule.

Pentru efectuarea analizei schemelor cu tranzistori, de obicei se aplică schema echivalentă în formă de T . Această schemă redă corect sensul proceselor fizice care au loc în baza tranzistorului. Aplicarea ei scoate în evidență, în mod intuitiv, particularitățile schemelor cu tranzistori, a căror cunoaștere este absolut necesară pentru rezolvarea problemelor practice. Schema echivalentă în formă de Π a fost împrumutată din electronica cu tuburi, în scopul utilizării atît pentru tranzistori, cît și pentru lămpile electronice a unui același sistem de parametri și cvadrupolul corespunzător, echivalent acestui sistem, extinzînd astfel, în mod artificial, și asupra schemelor cu tranzistori teoria sistemelor cu tuburi electronice, care a atins o perfecțiune relativ înaltă. Această unificare, pur formală, nu a apropiat însă teoria schemelor cu tranzistori de cea a schemelor cu tuburi, ci, din contra, într-o întreagă serie de cazuri constituie o sursă de confuzii și erori. Pe de altă parte, examinarea schemelor, ținîndu-se cont de proprietățile fizice ale elementelor de amplificare, nu numai că permite evidențierea particularităților specifice ale schemelor cu tranzistori, și ale acelor cu tuburi, ci și stabilirea trăsăturilor lor comune. Aceasta permite generalizarea acelor rezultate care sînt, într-adevăr, proprii ambelor genuri de scheme.

5.5. PARAMETRII TRANZISTORULUI-CVADRUPOL

Schema echivalentă a unui tranzistor poate fi construită, reprezentîndu-l formal, ca pe un cvadrupol.

În prezent, reprezentarea tranzistorului sub formă de cvadrupol este folosită în special pentru măsurarea parametrilor acestuia la semnale mici. Un tranzistor care lucrează în domeniul activ posedă o rezistență de intrare mică, pe cînd rezistența sa de ieșire este relativ mare. Atunci cînd rezistența de intrare este mică, va fi dificil să se realizeze scurtcircuitarea pentru curentul alternativ, la intrare, dat fiind că, chiar și o rezistență de măsură redusă va duce la modificarea acestui regim. În cazul unei rezistențe de ieșire mari, din contra, este greu de realizat cu siguranță funcționarea în gol pentru curentul alternativ; pentru aceasta trebuie conectată în circuitul de ieșire o rezistență ohmică mare, pe care căderea de tensiune, relativ mare, poate perturba

regimul de lucru al tranzistorului. Din această cauză, parametrii tranzistorului este comod să-i măsurăm pentru regimul de funcționare în gol, la intrare, și de scurtcircuitare — la ieșire. În acest caz, tranzistorul va fi caracterizat de un sistem de h parametri, definit prin matricea

$$\dot{U}_1 = h_{11}\dot{I}_1 + h_{12}\dot{U}_2; \quad I_2 = h_{21}\dot{I}_1 + h_{22}\dot{U}_2, \quad (5.56)$$

unde,

$$h_{11} = [\dot{U}_1/\dot{I}_1]_{\dot{U}_2=0}$$

este rezistența de intrare pentru cazul scurtcircuitării la intrare;

$$h_{12} = \left[\frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2} \right]_{\dot{I}_1=0}$$

este coeficientul de transfer invers al tensiunii, când intrarea funcționează în gol;

$$h_{21} = \left[\frac{\dot{I}_2}{\dot{I}_1} \right]_{\dot{U}_2=0}$$

este coeficientul de transfer al curentului în sens direct, când este scurtcircuitată ieșirea; în fine,

$$h_{22} = \left[\frac{\dot{I}_2}{\dot{U}_2} \right]_{\dot{I}_1=0}$$

este conductibilitatea ieșirii, când intrarea funcționează în gol.

Acestui sistem de parametri îi corespunde o schemă echivalentă, care este reprezentată în figura 5.13.

Valorile coeficienților matricelor depind de schemele conectării tranzistorilor, din care cauză, în mod curent parametrii se notează cu indici suplimentari: în cazul când comanda este aplicată pe emitor, când electrodul comun este baza (schema cu baza comună) se adaugă indicele b , pe când în cazul când comanda este aplicată pe bază, electrodul comun fiind de data aceasta emitorul (schema cu emitorul comun), se indexează cu litera e (de pildă, h_{21b} ; h_{21e}). Se indexează cu un indice suplimentar și frecvențele limită care definesc proprietățile de frecvențe înalte ale parametrului (de exemplu, $f h_{21b}$, $f h_{21e}$). Acest sistem de notații a fost propus de Comisia Internațională de Electrotehnică (CIE), fiind aprobat de organele de standardizare ale Comitetului

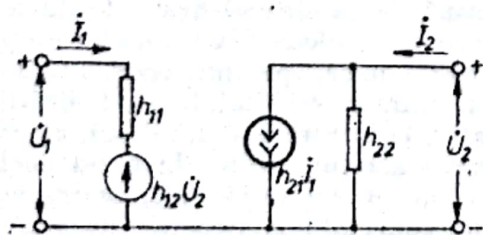


Fig. 5.13. Schema echivalentă corespunzătoare sistemului celor h parametri.

de Ajutor Economic Reciproc (CAER). Trebuie să subliniem faptul că parametrii fizici ai tranzistorului diferă întotdeauna, în principiu, față de elementele matricelor; din această cauză, la notarea primilor nu este nicidecum necesar să se urmeze recomandările CIE. Astfel, de pildă, termenul h_{21b} sau h_{21e} este definit pentru cazul cînd ieșirea tranzistorului este scurtcircuitată, în timp ce coeficientul de transfer al curentului de emitor, α , sau al curentului bazei, β , — pentru cazul cînd este scurtcircuitată joncțiunea colectorului. Cu toate că la frecvențele medii,

$$h_{21b} \approx \alpha \text{ și } h_{21e} \approx \beta,$$

acești parametri diferă principal unul față de celălalt, diferență ce devine deosebit de substanțială în domeniul frecvențelor înalte.

Tabelul 5.1

Schema cu baza comună	Schema cu emitorul comun
$h_{11b} \approx z_e + \frac{r_b z_e}{r_b + z_e} (1 - \alpha)$	$h_{11e} \approx r_b + \frac{z_e z_{c\beta}}{z_e + z_{c\beta}} (1 + \beta)$
$h_{21b} = \frac{r_b + \mu_{ec} z_e}{r_b + z_e} = \frac{z_b + z_{b\text{dif}}}{z_b + r_b}$	$h_{12e} = \frac{z_e - \mu_{ec} z_{c\beta}}{z_e + z_{c\beta}} = \frac{z_e - \frac{z_{b\text{dif}}}{1 + \beta}}{z_e + z_{c\beta}}$
$h_{21b} \approx \alpha \frac{1 + \frac{r_b}{\alpha z_e}}{1 + \frac{r_b}{z_e}}$	$h_{21e} \approx \beta \frac{1 - \frac{z_e}{\beta z_{c\beta}}}{1 + \frac{z_e}{z_{c\beta}}}$
$h_{22b} = \frac{1}{z_e + r_b}$	$h_{22e} \approx \frac{1}{z_{c\beta} + z_e}$

În tabelul 5.1 sînt cuprinse formulele care permit exprimarea termenilor matricei în funcție de parametrii fizici ai tranzistorului.

În acest tabel,

$$z_e \approx \frac{r_e}{1 + j\omega r_e C_e} ; z_c \approx \frac{r_c}{1 + j\omega r_c C_c} ; z_{c\beta} = \frac{z_c}{1 + \beta}$$

Cîteodată se pot întîlni matricele y și z :

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_1 &= y_{11} \dot{U}_1 + y_{12} \dot{U}_2 \\ \dot{I}_2 &= y_{21} \dot{U}_1 + y_{22} \dot{U}_2 \end{aligned} \right\} \quad \left. \begin{aligned} \dot{U}_1 &= z_{11} \dot{I}_1 + z_{12} \dot{I}_2 \\ \dot{U}_2 &= z_{21} \dot{I}_1 + z_{22} \dot{I}_2 \end{aligned} \right\}.$$

Ele sînt folosite, de obicei, în cazul aplicării calculului matriceal pentru calcularea schemelor cu tranzistori.

5.6. DEPENDENȚA PARAMETRILOR TRANZISTORULUI FAȚĂ DE REGIMUL DE LUCRU ȘI DE TEMPERATURĂ

Mai întîi vom analiza dependența parametrilor diferențiali ai tranzistorului, în funcție de regimul de lucru al tranzistorului și de temperatura cristalului. În domeniul activ, regimul tranzistorului este caracterizat prin componentele continue ale intensității curentului de emitor, I_e , și tensiunii de colector, U_c . Graficele dependenței parametrilor diferențiali ai tranzistorului de regimul de funcționare și de temperatură sînt reprezentate în figurile 5.14—5.16. Aceste dependențe se pot deduce pe baza formulelor din § 5.2, care definesc parametrii fizici ai tranzistorului. În figurile 5.14—5.16 sînt notate cu indicele suplimentar „nom” mărimile ce corespund valorilor nominale ale curentului de emitor, $I_{\text{nom}e}$, și tensiunii colectorului, $U_{\text{nom}c}$, temperatura camerei fiind $T_{\text{cam}} \approx 300$ K.

Coeficienții de transfer ai curentului emitorului și curentului bazei. În domeniul microcurenților, coeficientul de transfer al curentului de emitor este definit prin următoarea formulă

$$\alpha = \frac{1}{\left(1 + \frac{\tau_T^*}{\tau_{rN}}\right) \left\{1 + \frac{\alpha_{TN} I_{r0}}{m_r I_c} \left[\frac{I_c (1 - \alpha_{TN} \alpha_{TI})}{I_{eT} \alpha_{TN}} \right]^{\frac{1}{m_r}} \right\}}$$

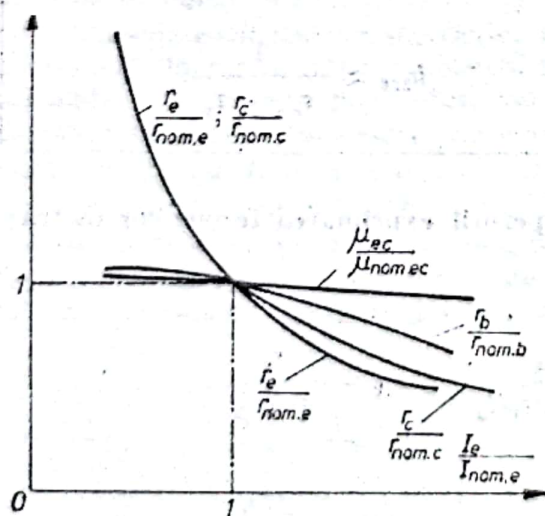


Fig. 5.14. Variația, în funcție de curentul de emitor, a parametrilor diferențiali ai tranzistorului.

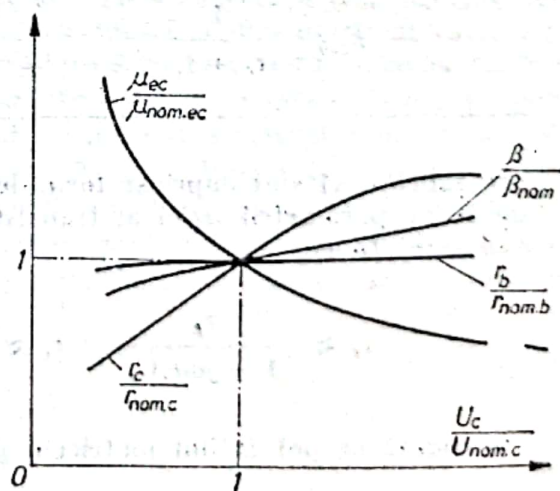


Fig. 5.15. Variația parametrilor diferențiali ai tranzistorului, în funcție de tensiunea colectorului.

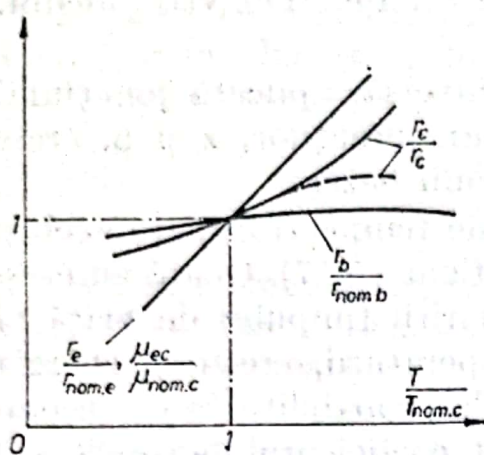


Fig. 5.16. Dependenta parametrilor diferentiali ai tranzistorului, față de temperatură.

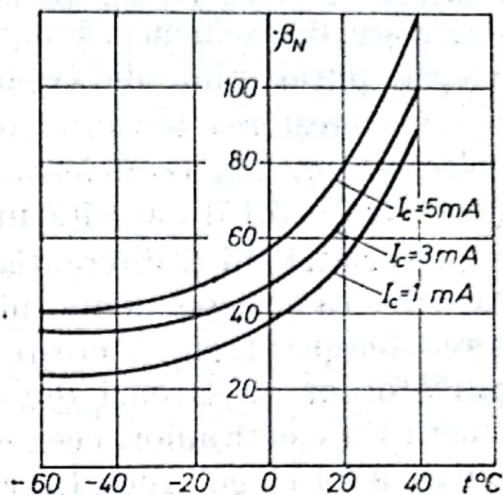


Fig. 5.17. Dependenta de temperatură a coeficientului de transfer al curentului bazei.

Pentru niveluri de injecție medii,

$$\gamma_a = 1,$$

iar

$$\alpha = \gamma_a \alpha_T \approx \frac{1}{1 + \frac{\tau_T^*}{\tau_{rN}}}.$$

În domeniul curenților mari [59], coeficientul injecției scade, datorită creșterii relative a curentului purtătorilor de sarcină majoritari (vezi §§ 3.5 și 4.2). Anume, pentru un tranzistor $p-n-p$, vom avea, în acest caz,

$$\alpha \approx \frac{1}{1 + \frac{\tau_T^*}{\tau_{rN}}} \times \frac{1}{1 + \frac{m_{Dp} I_{eTn}}{m_{Dn} I_{eTp}} (1 - \alpha_{TN} \alpha_{TI}) \exp \left[\frac{U_e}{\varphi_T} \left(\frac{1}{m_{Dn}} - \frac{1}{m_{Dp}} \right) \right]}.$$

În general, se studiază dependența de regim și de temperatură a coeficientului de transfer al curentului bazei β , deoarece aceste dependențe sînt mai clar evidențiate decît dependențele corespunzătoare ale coeficientului α . Dependența coeficientului de transfer diferential al curentului bazei β față de curentul de emitor are aceeași alură, ca și dependența coeficientului de transfer integral al curentului bazei, β_N (vezi figura 4.18). Această dependență se explică, în fond, prin variația coeficientului de injecție în funcție de variația curentului

emitorului (vezi § 4.2). În cazul unor niveluri de injecție înalte, β_N descreește, de asemenea, și datorită micșorării timpului de viață mediu, τ_{rN} , al purtătorilor de sarcină.

Cu creșterea tensiunii de polarizare inversă, aplicată joncțiunii colectorului, U_c , coeficienții de transfer ai curenților, α și β , cresc (vezi figura 5.15) datorită micșorării grosimii bazei.

Variația lui β diferențial, în funcție de temperatură, are același caracter ca și dependența lui β_N integral (figura 5.17). Odată cu creșterea temperaturii, β crește din cauza măririi timpului de viață al purtătorilor de sarcină (cu creșterea temperaturii, crește și energia cinetică a electronilor, ceea ce face să scadă probabilitatea de recombinare a lor cu golurile). În tranzistorii drift, coeficientul de transfer al curentului crește, de asemenea, și datorită creșterii intensității câmpului intern ($E_0 \sim \varphi_T$), ceea ce determină o micșorare a timpului mediu de trecere al purtătorilor de sarcină.

Rezistența joncțiunii de emitor, $r_e \approx \varphi_T/I_e$, care este invers proporțională cu intensitatea curentului de emitor, nu depinde de tensiunea colectorului, fiind direct proporțională cu temperatura joncțiunii.

Rezistența joncțiunii colectorului este egală cu

$$r_c \approx \frac{\tau_{rN} W n_c \varphi_{Dc}}{2 \tau_{TN} W_{c0} I_{eN}} \left(1 - \frac{U_c}{\varphi_{Dc}} \right)^{1-n_c}.$$

Această rezistență descreește și ea cu creșterea intensității curentului, I_e . În cazul unor curenți mici, r_c (cît și r_e), este invers proporțional cu I_e , dar din cauza micșorării timpului de trecere mediu al purtătorilor de sarcină, τ_{TN} , descreeșterea rezistenței, r_c , se produce mai încet decît descreeșterea rezistenței emitorului, r_e .

Odată cu creșterea valorii absolute a lui U_c , rezistența r_c crește. Pentru valori ale tensiunii U_c , apropiate de valoarea tensiunii de străpungere, creșterea lui r_c , într-o anumită măsură, se aplatizează (uneori ajungîndu-se chiar la o descreeștere), deoarece, din cauza înmulțirii numărului de purtători de sarcină din joncțiunea colectorului, crește panta amplificării curentului de colector.

Rezistența r_c crește cu creșterea temperaturii, din aceleași motive ca și coeficienții de transfer ai curentului. În cazul unor deplasări U_c , relativ mari, se observă o scădere a lui r_c , cînd temperatura crește (curba trasată punctat în figura 5.16), datorită înmulțirii purtătorilor în joncțiunea colectorului.

Rezistența de volum a bazei este invers proporțională cu grosimea W a bazei, cu mobilitatea μ_{maj} a purtătorilor majoritari și cu densitatea sarcinii lor, q_{maj} , adică

$$r_b \approx \frac{1}{W \mu_{maj} q_{maj}}.$$

Cu creșterea curentului emitorului crește și densitatea de sarcină, q_{maj} , ceea ce face ca rezistența r_b să se micșoreze. În domeniul curenților mari, descreșterea lui r_b se diminuează întrucîtva, din cauza micșorării mobilității μ_{maj} a purtătorilor.

Rezistența r_b crește cu creșterea tensiunii de deplasare a colectorului, U_c , deoarece, în acest caz, joncțiunea colectorului lărgindu-se determină o micșorare a grosimii bazei, W .

Dependența lui r_b de temperatură se datorește variației conductivității $\sigma \approx \mu_{maj} q_{maj}$. La tranzistorii din siliciu, rezistența de volum a bazei, r_b , de obicei crește cu creșterea temperaturii (figura 5.16), dat fiind că la o creștere a temperaturii pînă la 150—200 °C, conductanța electrică a siliciului, avînd o concentrație a impurităților, $N_a \geq 10^{14}$ at/cm³, descrește [32]. La tranzistorii cu germaniu, cu creșterea temperaturii, se constată că r_b crește, la început cu temperatura, după care, la temperaturi mai mari de 40—60 °C, r_b scade. Acest fenomen se explică tot prin dependența de temperatură a conductivității.

Coeficientul legăturii de difuzie inverse

$$\mu_{ec} \approx 2 \frac{\alpha_I \varphi_T W_{c0}}{n_c \varphi_{Dc} W \left(1 - \frac{U_c}{D_c}\right)^{1-n_c}}.$$

Cu creșterea curentului de emitor, coeficientul μ_{ec} descrește într-o oarecare măsură, din cauza creșterii lui α_I . Coeficientul μ_{ec} descrește, cînd tensiunea de deplasare, U_c , crește, deoarece pentru valori mari ale lui U_c , diminuarea grosimii joncțiunii de colector influențează în mai mică măsură mărimea densității purtătorilor minoritari, concentrați la joncțiunea emitorului. Variația lui μ_{ec} cu temperatura este liniară (ca și în cazul rezistenței r_e).

Modificarea parametrilor diferențiali ai tranzistorului provoacă modificarea parametrilor dinamici ai cascadei de amplificare : a coeficientului ei de amplificare, a rezistențelor de intrare și de ieșire etc.

Odată cu variația temperaturii are loc, de asemenea, și o abatere a intensităților curenților de regim față de valorile lor nominale.

Aceste abateri sînt definite prin dependența de temperatură a parametrilor statici (integrali) ai tranzistorului.

Instabilitatea termică a unei cascade cu tranzistori este determinată în principal de variația curentului de colector invers, I_{ci} , a coeficientului static de transfer al curentului, β_N , cît și de tensiunea joncțiunii emitorului, U_e . În cazul funcționării în domeniul activ, curentul de colector este dat de formula (4.18). Odată cu variația lui I_{ci} , β_N și I_b , variază și curentul colectorului :

$$dI_c = (I_b + I_{ci}) d\beta_N + (1 + \beta_N) dI_{ci} + \beta_N dI_b$$

ceea ce poate determina o modificare a regimului de funcționare pentru tranzistor.

Dependența de temperatură a curentului invers al joncțiunii colectorului este determinată de relațiile care au fost examinate în detaliu, în § 3.5. Pentru tranzistorii cu germaniu, în intervalul de temperaturi de la 0 la 90 °C, variația curentului invers poate fi calculată după formula aproximativă (3.16), din care rezultă :

$$\Delta I_{ci} \approx \Delta I_{ciT} \approx \Delta I_{ciT} (e^{0,03 \Delta T} - 1),$$

în care

$$T = T_1 - T$$

este creșterea temperaturii, iar

$$I_{ciT} \approx I_{ci}$$

este curentul de origine termică al joncțiunii colectorului, la temperatura T .

La temperaturi sub zero grade, variația curentului I_{ci} , practic, nu depinde de regimul de lucru al cascadei, astfel încît problema determinării lui ΔI_{ci} nici nu se mai pune. În tranzistorii cu siliciu, curentul invers al joncțiunii de colector este cu mult mai mic decît cel al tranzistorilor cu germaniu, din care cauză variația acestui curent, în întregul interval de temperaturi, nu provoacă, practic, nici o modificare sesizabilă a regimului de lucru al tranzistorului.

După cum s-a mai menționat și mai înainte, coeficientul de transfer al curentului bazei crește odată cu temperatura. Dependența coeficientului β_N de temperatură se determină, de obicei, experimental. Ridicînd graficul lui

$$\beta_N = F(T),$$

este normal să luăm drept parametru câteva valori tipice ale curentului de colector, I_c (figura 5.17). Coeficientul β_N este funcție de curentul I_b și, în mod corespunzător, de curentul de colector. În cascadele de amplificare, se caută să se stabilizeze curentul de repaus, adică componenta continuă a curentului de colector, aceasta realizându-se printr-o modificare corespunzătoare a curentului bazei. Cu variația temperaturii, curentul bazei se poate modifica între limite largi, astfel încît pentru determinarea lui $\Delta\beta_N$ este necesar să se construiască familia de caracteristici $\beta_N = F(T)$, pentru câteva valori tipice ale lui I_b . Luînd însă drept parametru pe I_c , ne putem limita la graficele $\beta_N = F(T)$ construite numai pentru câteva valori ale lui I_c .

Variația tensiunii aplicate pe joncțiunea emitorului, U_e , în funcție de variația temperaturii, este determinată, în fond, de modificarea potențialului termic

$$\varphi_T = \frac{kT}{e}$$

și modificarea curentului de origine termică al joncțiunii emitorului I_{eT} . Plecîndu-se de la formula (4.20) se poate arăta că :

$$dU_e \approx U_e \frac{d\varphi_T}{\varphi_T} - \varphi_T \frac{dI_{eT}}{I_{eT}}. \quad (5.57)$$

Cu această formulă se determină creșterea dU_e în domeniul curenților medii ($m_e = 1, I'_{eT} = I_{eT}$), pentru un curent de emitor continuu [din această cauză, variația diferenței

$$I_e - \alpha_I I_c \approx I_e(1 - \alpha_N \alpha_I)$$

este neglijabil de mică]. Un astfel de regim de lucru este caracteristic pentru cascadele de amplificare. Ținînd cont de faptul că variația cu temperatura a curentului de origine termică se exprimă prin funcția exponențială (3.15), obținem :

$$dI_{eT} = I_{eT} \Delta S_g \frac{d\varphi_T}{\varphi_T^2}.$$

Înlocuind expresiile pentru dI_{eT} și

$$d\varphi_T = \varphi_T \frac{dT}{T}$$

în formula (5.57), vom obține :

$$dU_e = -(\Delta\mathcal{E}_g - U_e) \frac{dT}{T}, \quad (5.58)$$

unde $\Delta\mathcal{E}_g$ este lărgimea zonei interzise, exprimată în volți (pentru germaniu, $\Delta\mathcal{E}_g \approx 0,7$ V, iar pentru siliciu, $\Delta\mathcal{E}_g \approx 1,1$ V).

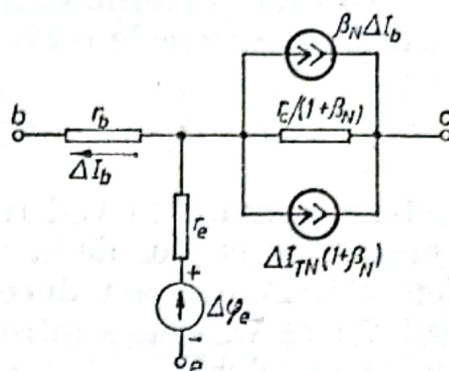
Din formulele (5.58) rezultă că la o variație a temperaturii cu 1°C , variația de tensiune pe joncțiunea emitorului este de $1,5-2$ mV. În domeniul curenților medii, dependența lui U_{eT} de temperatură este aproape liniară.

5.7. SCHEMA ECHIVALENTĂ A TRANZISTORULUI PENTRU CALCULUL DEPLASĂRII PUNCTULUI DE FUNCȚIONARE

Punctul de funcționare, care este definit printr-un întreg ansamblu de tensiuni și curenți, în absența semnalelor de amplificat, se alege pe caracteristicile statice ale tranzistorului. În schemele reale, punctul de funcționare nu poate să coincidă cu exactitatea cu poziția determinată teoretic, deoarece există o împrăștiere a parametrilor și a caracteristicilor statice. Datele cuprinse în cataloagele de tranzistori sînt cele tipice, medii; abaterea parametrilor tranzistorilor reali față de caracteristicile date în cataloage poate fi de $20-30\%$, iar uneori, chiar și de sute de procente (de exemplu, împrăștierea după coeficientul de transfer al curentului bazei, β_N , este deseori de $100-200\%$, sau mai mult). Datorită acestui fapt, poziția calculată a punctului de funcționare nu coincide întotdeauna cu cea reală, ceea ce împiedică funcționarea în regimul normal de lucru al cascadei de tranzistori. În afară de împrăștierea parametrilor, la calculul schemelor trebuie să se țină cont și de instabilitatea punctului de funcționare în timp, determinată de îmbătrînirea tranzistorilor, de migrarea parametrilor lor și de variația temperaturii mediului înconjurător, care are efect asupra parametrilor și caracteristicilor tranzistorului.

Îmbătrînirea tranzistorului se manifestă prin modificarea parametrilor după intervale de timp destul de lungi (luni sau ani); migrarea se manifestă în variația parametrilor după intervale de timp mai scurte (minute sau ore), determinate de durata stabilizării sarcinilor pe suprafață și în regiunile inactive ale cristalului, cînd este conectată tensiunea de alimentare. Cea mai importantă dintre cauzele deplasării punctului de funcționare a cascadelor cu tranzistori o constituie instabilitatea termică a parametrilor, care a fost examinată amănunțit în § 5.6.

Fig. 5.18. Schema echivalentă a tranzistorului pentru calcularea deplasării punctului de funcționare.



Componentele continue ale curenților și tensiunilor, care caracterizează regimul de lucru al unei cascade cu tranzistori, pot fi determinate pe baza schemelor echivalente pentru semnale mari (figurile 5.3 și 5.4). Deplasarea punctului de funcționare, adică abaterea valorilor curenților și tensiunilor de regim față de valorile lor nominale, determinate de variația parametrilor tranzistorului într-un interval dat de temperaturi, cât și de împrăștierea și de durata driftului caracteristicilor, este comod să se calculeze folosind schema redată în figura 5.18 [60]. Această schemă este construită plecîndu-se de la schema echivalentă a tranzistorului pentru semnal mare (fig. 5.4).

În schema echivalentă din figura 5.18, variația tensiunii joncțiunii emitorului, U_e , provocată de variația curentului, I_e , este determinată de rezistența diferențială a joncțiunii emitorului r_e . Abaterea tensiunii U_e de la valoarea sa nominală, datorită împrăștierei parametrilor tranzistorului și variației mărimii lor atît în timp, cât și în cadrul intervalului dat de temperaturi, se exprimă printr-un generator de tensiune echivalent, $\Delta\varphi_e$.

Sursa de curent $\beta_N \Delta I_b$ reflectă variația curentului de purtători din circuitul de colector, care se produce atunci cînd variază curentul bazei. Abaterea curentului colectorului față de valoarea sa nominală, provocată de împrăștierea valorilor intensității curentului de origine termică, I_{cT} , și a coeficientului de transfer al curentului de bază, β_N , cât și de dependența acestora de temperatură, este reprezentată prin sursa de curent

$$\Delta I_{TN}(1 + \beta_N).$$

În fine, rezistența

$$\frac{r_e}{1 + \beta_N}$$

reprezintă rezistența joncțiunii colectorului, cînd comanda se aplică pe baza tranzistorului.

În cazul determinării abaterilor tensiunilor și curenților, caracterizate în schemele echivalente prin mărimile

$$\Delta\varphi_e \text{ și } \Delta I_{TN}(1 + \beta_N),$$

trebuie să avem în vedere următoarele. În practică, abaterile tensiunilor și curenților de la valorile lor nominale ating o valoare considerabilă. Pentru a reduce eroarea calculelor aceste abateri trebuie definite ca diferențe între valorile corespunzătoare ale curenților și ale tensiunilor, și nu ca creșteri ale lor diferențiale.

Să determinăm abaterea tensiunii joncțiunii emitorului față de valoarea sa nominală, U_e , datorită împrăștiilor caracteristicilor tranzistorului și modificării parametrilor săi. Apelînd la formula (4.20), se poate arăta că abaterea tensiunii emitorului,

$$\Delta U_e = U_{e1} - U_e \approx \varphi_{T1} \ln \left[\frac{I_{e1}}{I_{eT1}} (1 - \alpha_{N1} \alpha_{I1}) \right] - \varphi_T \ln \left[\frac{I_e}{I_{eT}} (1 - \alpha_N \alpha_I) \right],$$

este determinată de următoarea formulă:

$$\Delta U_e = \varphi_T \ln \frac{I_{e1}}{I_e} - \varphi_T \ln \frac{I_{eT1}(1 - \alpha_N \alpha_I)}{I_{eT}(1 - \alpha_{N1} \alpha_{I1})} + \frac{\Delta T}{T_1} U_{e1} \quad (5.59)$$

Și aici, ca și în formulele ce urmează, indicele suplimentar, 1, indexează valorile parametrilor care nu coincid cu valorile lor nominale.

În schema echivalentă din figura 5.18, variația tensiunii emitorului, exprimată prin primul termen al expresiei (5.59),

$$\varphi_T \ln \frac{I_{e1}}{I_e} \approx \frac{\varphi_T}{I_e} (I_{e1} - I_e) = r_e \Delta I_e,$$

este reprezentată prin introducerea rezistenței joncțiunii emitorului, r_e . Creșterea însă a curentului de emitor, datorită celorlalți termeni, poate fi obținută, dacă se consideră că înălțimea barierei de potențial a joncțiunii emitorului s-a modificat cu valoarea

$$\Delta\varphi_e = \varphi_T \ln \frac{I_{eT1}(1 - \alpha_N \alpha_I)}{I_{eT}(1 - \alpha_{N1} \alpha_{I1})} - \frac{\Delta T}{T} U_{e1} \quad (5.60)$$

și se conectează în schema echivalentă generatorului de tensiune $\Delta\varphi_e$. Acest generator reprezintă abaterea tensiunii joncțiunii emitorului, determinată, pe de o parte, de variația de temperatură, iar pe de alta, de împrăștierea parametrilor. Substituind curentul de origine termică,

$$I_{eT} = I_{cr} e^{-\frac{\Delta\mathcal{E}_g}{\varphi_T}},$$

în expresia (5.60), se poate obține:

$$\Delta\varphi_e \approx \varphi_T \ln \frac{I_{c1}(1 - \alpha_N \alpha_I)}{I_{c1}(1 - \alpha_{N1} \alpha_{I1})} + \varphi_T \ln \left[\exp \Delta\mathcal{S}_g \left(\frac{1}{\varphi_T} - \frac{1}{\varphi_{T1}} \right) - \frac{\Delta T}{T_1} U_{e1} \right] =$$

$$= (\Delta\varphi_e)_{\text{impr}} + (\Delta\varphi_e)_T, \quad (5.61)$$

în care

$$(\Delta\varphi_e)_{\text{impr}} = \varphi_T \ln \frac{I_{c1}(1 - \alpha_N \alpha_I)}{I_{c1}(1 - \alpha_{N1} \alpha_{I1})} \approx \varphi_T \ln \frac{I_{cT \max}}{I_{cT \min}} \quad (5.62, a)$$

este componenta t.e.m. a generatorului de tensiune, care definește abaterea tensiunii emitorului determinată atât de împrăștierea intensității curentului I_{cT} , pentru o temperatură bine determinată, cit și de împrăștierea coeficienților α_N , α_I , iar

$$(\Delta\varphi_e)_T = \varphi_T \ln \left[\exp \Delta\mathcal{S}_g \left(\frac{1}{\varphi_T} - \frac{1}{\varphi_{T1}} \right) \right] - \frac{\Delta T}{T} U_{e1} = \frac{\Delta T}{T} (\Delta\mathcal{S}_g - U_{e1}) \quad (5.62, b)$$

este componenta t.e.m. a generatorului de tensiune, care definește instabilitatea termică a tensiunii emitorului.

Abaterea curentului de colector,

$$\Delta I_c = I_{c1} - I_c,$$

provocată de împrăștierea parametrilor și a variațiilor acestora, este dată de formula:

$$\Delta I_c = I_{b1} \beta_{N1} + I_{c1} (1 + \beta_{N1}) - [I_b \beta_N + I_{c0} (1 + \beta_N)] =$$

$$= \beta_N \Delta I_b + (I_{b1} + I_{c1}) \Delta \beta_{N1} + (1 + \beta_N) \Delta I_{ci}, \quad (5.63)$$

unde

$$\Delta I_b = I_{b1} - I_b; \quad \Delta \beta_N = \beta_{N1} - \beta_N; \quad \Delta I_{ci} = I_{ci1} - I_{c0}.$$

În schema echivalentă efectul primului termen este dat de generatorul de curent, $\beta_N \Delta I_b$. Abaterea curentului de colector, determinată de împrăștierea coeficienților de transfer al curentului bazei, β_N , de curentul invers, I_{ci} , și de variația acestor parametri, în timp și în funcție de temperatură, este reprezentată prin generatorul de curent

$$\Delta I_{TN}(1 + \beta_N) = (I_{b1} + I_{c1}) \Delta \beta_N + I_{ci}(1 + \beta_N). \quad (5.64)$$

Abaterea parametrilor față de valorile nominale, $\Delta \beta_N$ cit și ΔI_{ci} , este constituită din împrăștierea lor și variațiile datorită oscilațiilor temperaturii, adică

$$\Delta \beta_N = (\Delta \beta_N)_{\text{impr}} + (\Delta \beta_N)_T;$$

$$I_{ci} = (\Delta I_{ci})_{\text{impr}} + (\Delta I_{ci})_T \approx (\Delta I_{ci})_{\text{impr}} + (\Delta I_{cT})_T.$$

La folosirea schemei echivalente reprezentate în figura 5.18, trebuie ținut seama de faptul că, dacă parametrii tranzistorului,

$$\beta_N, \frac{r_c}{1 + \beta_N}, r_e, r_b,$$

și potențialul de temperatură, φ_T , sînt definiți pentru regimul nominal, atunci va trebui să folosim valorile intensităților I_{b1}, I_{c1}, I_{eT1} și tensiunii U_{c1} , determinate în condiții diferite de cele ale regimului nominal, și invers. Aceasta se datorește faptului că variațiile mărimilor β_N, I_{c1}, U_{c1} , cît și a lui I_b sînt, în general, mari, astfel încît trebuie să le determinăm ca diferențe ale valorilor corespunzătoare pe limitele intervalului dat de temperaturi și de împrăștieri, și nicidecum, ca creșteri diferențiale. Trebuie să subliniem faptul că sensul curenților generatorului

$$\Delta I_{TN}(1 + \beta_N)$$

cît și polaritatea tensiunii generatorului, $\Delta \varphi_e$, sînt indicate pentru cazul cînd variația parametrilor produce într-un tranzistor $p-n-p$ o creștere a curenților de colector, pe cînd în tranzistorii $n-p-n$ — o micșorare a acestuia. Sensul curenților generatorului $\beta_N \Delta I_b$ este determinat de sensul creșterii curenților bazei ΔI_b . Odată cu schimbarea sensului curenților ΔI_b , trebuie să fie schimbat și sensul generatorului, $\beta_N \Delta I_b$. Dacă se întîmplă ca sensul luat convențional pentru ΔI_b să nu corespundă realității, atunci în formulele de calcul, creșterea ΔI_b se va obține cu semnul minus (tocmai astfel sînt automat excluse erorile, la fel ca și în cazul cînd calculele se fac prin metoda curenților de circuit).

5.8. PARAMETRII DE EXPLOATARE MAXIMI ADMIȘI

Pentru ca un tranzistor să funcționeze stabil, trebuie limitată gama de variație a temperaturii cristalului semiconductor, a curenților și a tensiunilor maxime admisibile de către parametrii săi [61]. Acești parametri se împart în două grupe: termici și electrice.

Parametrii termici

Parametrii termici definesc stabilitatea funcționării tranzistorului în intervalul de temperaturi. În cataloage se indică următorii parametri termici, necesari pentru calcularea unei scheme cu tranzistori: temperatura maximă admisibilă a joncțiunii colectorului, tempera-

tura minimă admisibilă, rezistența termică a dispozitivului și capacitatea sa calorică.

Temperatura maximă admisibilă, T_{adm} , este limitată de temperatura la care se observă modificarea anormală a caracteristicilor tranzistorului. Pentru tranzistorii cu germaniu, T_{adm} este limitată de valoarea temperaturii critice, T_{cr} , peste care survine starea de degenerare a semiconductorului. La tranzistorii cu siliciu, modificarea anormală a caracteristicilor se observă, în general, la temperaturi mai mici de T_{cr} , din care cauză, T_{adm} este limitată de o valoare mult mai mică decât T_{cr} . Întrucât într-un tranzistor, o parte considerabilă a puterii disipate se eliberează în regiunea joncțiunii colectorului, din această cauză, în cataloage este indicată temperatura maximă admisă a joncțiunii colectorului. Această temperatură atinge 90°C pentru dispozitivele cu germaniu și 150°C pentru cele cu siliciu.

Temperatura minimă admisibilă, T_{min} , este limitată de faptul că la temperaturile coborâte, atât în cristal, cât și în contactele conexiunilor (în punctele de sudură), apar, datorită diferenței coeficienților de dilatație termică, microfisuri, care împiedică funcționarea normală a tranzistorului. Majoritatea tranzistorilor fabricați în prezent se recomandă să fie folosiți la temperaturi nu mai mici de -60°C .

Rezistența termică a tranzistorului, R_T , arată în ce măsură variază temperatura joncțiunii raportată la unitatea de putere. Ea se exprimă în $^\circ\text{C}/\text{W}$. Cunoscând rezistența termică, R_T , se poate calcula puterea disipată, P_{dis} , de către joncțiune:

$$P_{dis} = \frac{T_j - T}{R_T}, \quad (5.65)$$

unde T_j este temperatura joncțiunii, T — temperatura carcusei (sau a mediului ambiant), iar R_T este rezistența termică dintre joncțiune și carcasă (sau mediul înconjurător). În cataloage este indicată fie rezistența între joncțiune și carcasă, R_{jc} , fie, uneori, între joncțiune și mediul înconjurător, R_{jm} .

Capacitatea termică, C_T , arată care este cantitatea de energie necesară pentru a mări temperatura joncțiunii cu 1°C . Valoarea ei se exprimă în $\text{W} \cdot \text{s}/^\circ\text{C}$. Pentru calcule, în locul lui C_T se utilizează, de obicei, constanta de timp a temperaturii:

$$\tau_{inT} = C_T R_T,$$

care definește inerția proceselor termice.

Parametrii electricei

Regimul de lucru limită al unui tranzistor este definit prin următorii parametri electricei maxim admisibili: puterea maxim admisă, curenții maxim admiși și tensiunile inverse maxim admise. Acești parametri sînt determinați de valorile limită, ținîndu-se cont de distribuția lor statistică.

Puterea maxim admisibilă este limitată de temperatura maximă a joncțiunii T_{adm} . În cataloage se indică, de obicei, puterea maximă admisă a colectorului, P_{cadm} , dat fiind că o parte considerabilă a puterii disipate este eliberată în regiunea joncțiunii colectorului. Pentru a determina valoarea admisibilă a lui P_{cadm} , se culeg date suficiente, relativ la rezistența termică R_T , se determină valoarea maximă a acesteia, R_{Tmax} și apoi se calculează, conform formulei (5.65), valoarea dată de formula

$$P_{cadm} = \frac{T_{jadm} - T}{R_{Tmax}}.$$

Din această expresie rezultă că la o creștere a temperaturii carcasei sau a mediului ambiant, T , puterea maxim admisibilă trebuie să fie micșorată. Puterea debitată pe joncțiunea colectorului, P_{cdeb} nu trebuie să depășească puterea maximă admisă:

$$P_{cdeb} \leq P_{cadm}.$$

În regim stabilizat, puterea P_{cdeb} este determinată de formula

$$P_{cdeb} = I_c U_c,$$

iar în regim de impulsuri,

$$P_{cdeb} = \frac{1}{T_{med}} \int_0^{T_{med}} U_c(t) I_c(t) dt,$$

unde, T_{med} este perioada de mediere a energiei.

Curentul maxim admisibil al colectorului este limitat de unul dintre următorii factori:

- a) temperatura maximă a joncțiunii colectorului, T_{jadm} ;
- b) reducerea admisibilă a coeficientului de transfer al curentului bazei;

c) probabilitatea de distrugere a tranzistorului din cauza neuniformității distribuției densității de curent pe suprafața emitorului, sau datorită străpungerii secundare a joncțiunii.

Să examinăm fiecare dintre acești factori menționați, pe rînd. Temperatura maximă a joncțiunii, T_{jadm} , se folosește ca factor ce delimitează intensitatea curentului, în cazurile cînd, puterea disipată pe colector se apropie de valoarea sa maxim admisibilă, P_{cadm} . În acest caz, curentul maxim admis al colectorului nu trebuie să depășească mărimea

$$I_{cadm} \leq P_{cadm} = \frac{T_{jadm} - T}{R_{Tmax} U_j}.$$

Micșorarea coeficientului de transfer al curentului bazei, β , care se constată atunci cînd se produce o creștere a curentului emitorului, I_e , deci și o creștere a curentului de colector, I_c , poate reduce coeficientul de amplificare al cascadei cu tranzistori într-o măsură atît de importantă, încît utilizarea ei să nu mai aibă sens. Din această cauză, în tranzistorii fabricați pentru a fi folosiți în amplificatorii liniari, curentul I_c trebuie să fie limitat la o valoare care să corespundă unei mărimi a lui β încă suficient de mari.

Distribuția neuniformă a densității de curent, pe suprafața emitorului constituie principalul factor care limitează curentul în tranzistorii de putere. Sensul acestui fenomen constă în următoarele. Căderea de tensiune pe rezistența de volum a bazei, datorită curentului purtătorilor de sarcină majoritari, face ca deplasarea aplicată joncțiunii emitorului să crească de la centru către periferie. Într-adevăr, din figurile 5.19, *a* și *b*, rezultă că datorită gradientului tensiunii de-a lungul joncțiunii emitorului, tensiunea de deplasare, U'_e , este mai mare la periferia emitorului, față de tensiunea U''_e , cu valoarea $I'_b \Delta r'_b + I''_b \Delta r''_b$ (unde $\Delta r'_b$ și $\Delta r''_b$ sînt rezistențele de volum

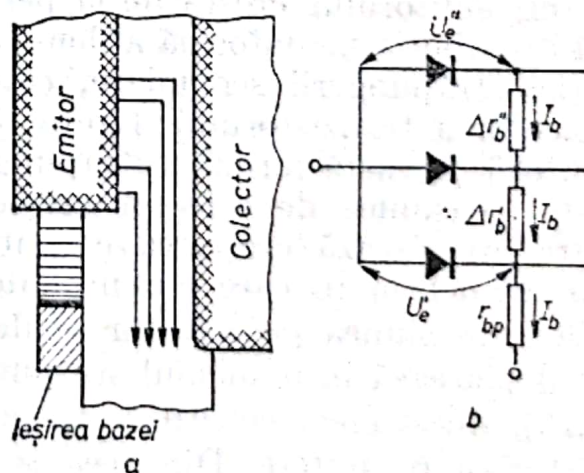


Fig. 5.19. Secțiune prin regiunea bazei prezentînd liniile de curent ale purtătorilor majoritari (*a*) și schema echivalentă pentru determinarea căderii de tensiune pe diferitele porțiuni ale joncțiunii emitor (*b*).

ale straturilor elementare ale bazei, iar r_{bp} este rezistența porțiunii pasive a bazei). Din această cauză, porțiunile periferice ale emitorului lucrează la densități de curent mai mari (efectul împingerii curentului către marginile joncțiunii). Aceasta poate provoca o încălzire locală peste cea admisă a regiunilor joncțiunii emitorului, adiacente părților periferice ale emitorului, la o densitate de curent cu mult mai mică decât cea admisibilă. Pentru a preîntîmpina supraîncălzirea, este nevoie să se limiteze curentul emitorului la o valoare determinată de densitatea maxim admisă pentru regiunile periferice ale joncțiunii emitorului.

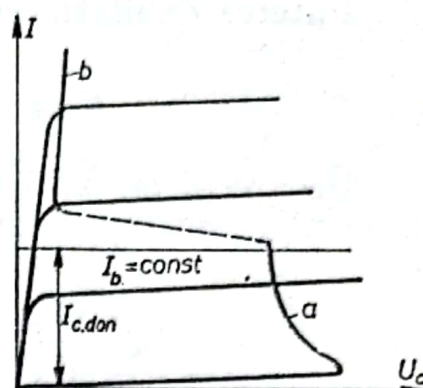
Odată cu creșterea dimensiunilor emitorului, crește gradientul tensiunii de-a lungul joncțiunii emitorului, ceea ce face ca efectul de împingere către periferie să se manifeste deosebit de pregnant la tranzistorii de putere [8]. Pentru diminuarea acestui efect se folosește, la tranzistorii de putere, de obicei, așa-numita structură poliemitor, formată dintr-un număr foarte mare (de ordinul lui 150—400) de emitori individuali, legați în paralel [6].

În schemele de impulsuri, curentul bazei,

$$I_b(t) = I_e(t) - I_c(t),$$

este considerabil mai mare, în timpul procesului tranzitoriu, decât valoarea pe care o are în regim stabilizat (curentul de colector nu reușește să se modifice în mod considerabil, în primele momente de timp). Aceasta implică o creștere suplimentară a gradientului de tensiune de-a lungul joncțiunii emitorului și o distribuție și mai neuniformă a densității de curent decât în regim stabilizat. Și anume, la deconectarea tranzistorului vor fi supraîncărcate porțiunile periferice ale emitorului. La conectarea tranzistorului (în timpul procesului tranzitoriu), din contra, densitatea de curent atinge valoarea sa maximă în porțiunea centrală a emitorului, dat fiind că curentul bazei își schimbă sensul, astfel încît tensiunea de polarizare a joncțiunii emitorului crește de la periferie spre centru. S-a emis ipoteza că distribuția neuniformă a densității de curent constituie cauza apariției străpungerii secundare, care se observă pe caracteristica de colector a tranzistorului (figura 5.20), în cazul acțiunii în impulsuri [8, 62]. Această formă a străpungerii se manifestă în exterior astfel. Cînd tensiunea de colector crește, apare străpungerea în avalanșă, care favorizează creșterea curentului I_c (curba *a* din figura 5.20). În momentul în care curentul de colector atinge o valoare relativ mare, tensiunea pe colector scade brusc, iar punctul de funcționare se deplasează în domeniul străpungerii secundare (curba *b* din figura 5.20). Acest efect constituie cauza deteriorărilor catastrofale a tranzistorilor de putere. Din această cauză, plecîndu-se de la condițiile

Fig. 5.20. Caracteristica de colector a tranzistorilor cu străpungere secundară (curba *a* — porțiunea străpunerii primare; curba *b* — porțiunea străpunerii secundare).



de fiabilitate a funcționării unui tranzistor, curentul în regim de impulsuri este limitat la o valoare I_{cadm} , care să excludă apariția străpunerii secundare.

Tensiunea inversă maxim admisibilă este limitată de valoarea tensiunii corespunzătoare stării de prestrăpungere. La fel ca și pentru cazul unei joncțiuni *p-n* individuale, sînt posibile străpungerea termică și cea electrică (vezi § 3.5).

Străpungerea termică este caracteristică pentru tranzistorii de putere, care au o tensiune de străpungere ridicată. Această formă de străpungere se dezvoltă în cazul unor tensiuni de blocare relativ mari, aplicate pe joncțiunea colectorului, drept consecință a instabilității termice a regimului de funcționare a tranzistorului. Dacă puterea disipată P_c , este mai mică decît puterea debitată P_{cdeb} , atunci temperatura joncțiunii colectorului începe să crească. Cu creșterea temperaturii joncțiunii, crește curentul de origine termică, deci crește și puterea debitată. Aceasta provoacă o creștere și mai mare a temperaturii, prin urmare și o creștere, în consecință, a curentului de origine termică ș.a.m.d. Apare instabilitatea termică, cea care provoacă tocmai străpungerea termică și care se manifestă printr-o creștere bruscă a curentului de colector. Pentru a evita străpungerea termică, trebuie să asigurăm satisfacerea condiției

$$\frac{dP_c}{dT_j} > \frac{dP_{cdeb}}{dT_j} \quad (5.66)$$

Puterea disipată de tranzistor este determinată de formula :

$$P_c = \frac{1}{R_j} (T_j - T),$$

Rezultă, deci, că

$$\frac{dP_c}{dT_j} = \frac{1}{R_j}.$$

Puterea debitată pe joncțiunea colectorului va fi :

$$P_{cdeb} = U_{cb} I_c = U_{cb} (\alpha_N I_e + I_{ci}).$$

Deoarece, cu variația temperaturii se modifică, în principal, curentul invers I_{ci} , rezultă că,

$$\frac{dP_{cdeb}}{dT_j} \approx U_{cb} \frac{dI_{ci}}{dT_j} \approx U_{cb} \frac{dI_{cT}}{dT_j}.$$

Ținând cont că,

$$I_{cT} = I_{cr} \exp \left(- \frac{\Delta \mathcal{E}_g}{\varphi_T} \right),$$

obținem :

$$\frac{dP_{cdeb}}{dT_j} \approx \frac{\Delta \mathcal{E}_g}{\varphi_T T_j} U_{cb} I_{cT}.$$

Substituind expresiile lui

$$\frac{dP_c}{dT_j} \text{ și } \frac{dP_{cdeb}}{dT_j}$$

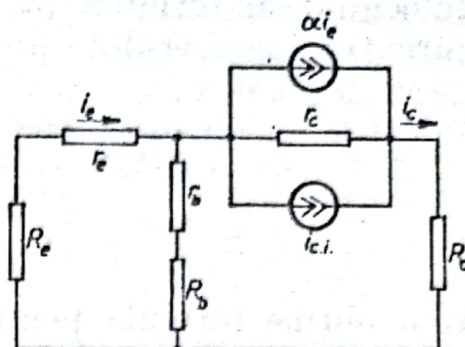
în inegalitatea (5.66), se poate determina tensiunea la care nu va apărea străpungerea termică :

$$U_{cb} < U_{cbsupl T} = \frac{\varphi_T T_j}{R_T I_{cT} \Delta \mathcal{E}_g}. \quad (5.67)$$

Dintre formele de străpungere electrică cunoscute (§ 3.5), tranzistorilor le este caracteristică străpungerea în avalanșă. Tensiunea de străpungere depinde de schema de montaj a tranzistorului și, de regulă, este mai mică decât în cazul unei joncțiuni $p-n$ individuale. Acest fapt este rezultatul creșterii într-un mod aparte a fluxului purtătorilor de sarcină minoritari care parvin în bază pentru a neutraliza sarcina purtătorilor majoritari.

Tensiunea de străpungere a joncțiunii colectorului unui tranzistor, în cazul funcționării acestuia în domeniul activ, poate fi determinată folosindu-se schema echivalentă care este reprezentată în figura 5.21. Această schemă a fost obținută pe baza schemei echivalente în formă de T a tranzistorului. În ea s-a conectat un generator suplimentar,

Fig. 5.21. Schema echivalentă a unui tranzistor pentru calculul tensiunii de străpungere, când se lucrează în domeniul activ.



i_{ci} , al cărui curent reflectă ionizarea atomilor de către purtătorii de sarcină mobili, în joncțiunea colectorului. La bornele tranzistorului sînt legate rezistențele exterioare R_e , R_b și R_c , care sînt conectate în schema amplificatorului. Se poate arăta că intensitatea curentului de colector este egală cu

$$i_c = \frac{i_{ci} \gamma_{ies}}{1 - \alpha \gamma_{ies} \frac{R_b + r_b}{R_b + r_b + R_e + r_e}} \approx \frac{i_{ci}}{1 - \alpha \frac{R_b + r_b}{R_b + r_b + R_e + r_e}}, \quad (5.68)$$

unde

$$\gamma_{ies} = \frac{1}{1 + \frac{1}{r_c} \left[R_c + \frac{(R_b + r_b)(R_e + r_e)}{R_b + r_b + R_e + r_e} \right]}$$

este coeficientul distribuției curentului în circuitul de ieșire [în majoritatea schemelor întîlnite în practică, $\gamma_{ies} = 1$, deoarece în mod obișnuit,

$$R_c + \frac{(R_b + r_b)(R_e + r_e)}{R_b + r_b + R_e + r_e} \ll r_c.$$

Din formula (5.68) rezultă că pentru

$$1 - \alpha \gamma_{ies} \frac{R_b + r_b}{R_b + r_b + R_e + r_e} = 0 \quad (5.69)$$

curentul de colector, $i_c \rightarrow \infty$. Aceasta este tocmai condiția ce determină tensiunea de străpungere, când se lucrează în domeniul activ.

Înlocuind în formula (5.69) expresia coeficientului de transfer al curentului emitorului

$$\alpha = \gamma_d \alpha_T M_c = \frac{\alpha_{\text{nom}}}{1 - \left(\frac{U_c}{U_{\text{cav}}} \right)^{n_{\text{av}}}},$$

vom obține formula pentru determinarea tensiunii de străpungere a joncțiunii colectorului

$$\begin{aligned} U_{\text{cstrăp}} &= U_{\text{cav}} \sqrt[n_{\text{av}}]{1 - \alpha_{\text{nom}} \gamma_{\text{ies}} \frac{R_b + r_b}{R_b + r_b + R_e + r_e}} \approx \\ &\approx U_{\text{cav}} \sqrt[n_{\text{av}}]{1 - \alpha_{\text{nom}} \frac{R_b + r_b}{R_b + r_b + R_e + r_e}}, \end{aligned} \quad (5.70)$$

în care U_{cav} este tensiunea străpungerii în avalanșă a unei joncțiuni p - n individuale (vezi § 3.5), iar

$$\alpha_{\text{nom}} = \gamma_d \alpha_T$$

este valoarea coeficientului de transfer al curentului de emitor pentru $M_c = 1$.

Din formula (5.70) rezultă că odată cu creșterea rezistenței din circuitul bazei, tensiunea de străpungere a joncțiunii colectorului scade. Cauza fizică a micșorării lui $U_{\text{cstrăp}}$ constă în următoarele. Multiplicarea purtătorilor de sarcină, într-o joncțiune electron-gol, începe la tensiuni mult mai mici decât tensiunea de străpungere în avalanșă, U_{cav} . Într-o joncțiune individuală, acest proces devine instabil la tensiunea U_{cav} , care corespunde începutului amplificării prin multiplicare a purtătorilor din stratul de trecere. Într-un tranzistor însă, instabilitatea multiplicării în avalanșă apare la tensiuni mai mici, datorită creșterii intensității curentului: purtătorii de sarcină majoritari, care iau naștere în joncțiunea colectorului, ca urmare a ionizării atomilor, trec în bază. Pentru neutralizarea sarcinii purtătorilor rămași, prin joncțiunea emitorului vor trece purtătorii de sarcină minoritari. Traversînd baza, ei ajung în joncțiunea colectorului, unde pot ioniza noi atomi ș.a.m.d. Rezultă deci că se produce o amplificare a curentului de ionizare, i_{ci} , care contribuie la creșterea în avalanșă a curentului de colector, la tensiuni care sînt mai mici

decît U_{cav} . Totodată, cu cît rezistența din circuitul bazei, $R_b + r_b$, este mai mare, față de rezistența din circuitul emitorului, $R_e + r_e$, cu atît numărul de purtători de sarcină majoritari, rămași în bază, va fi mai mare și cu atît tensiunea de străpungere $U_{cstrăp}$ va fi mai mică. Tensiunea minimă a străpungerii în avalanșă va fi¹⁾:

$$U_{\alpha} = U_{cav} \sqrt[n_{av}]{1 - \alpha_{nom}}. \quad (5.71)$$

La o valoare atît de mică a tensiunii de străpungere, se ajunge numai în cazul tranzistorilor în al căror circuit al bazei rezistența este cu mult mai mare decît rezistența din circuitul emitorului.

Tensiunea de străpungere a joncțiunii colectorului crește cu creșterea rezistenței în emitor. Cînd această rezistență depășește substanțial rezistența din bază (adică atunci cînd emitorul lucrează în gol), tensiunea de străpungere atinge valoarea sa maximă, devenind egală cu tensiunea de străpungere în avalanșă a joncțiunii individuale, U_{cav} . Această din urmă valoare, necesară pentru diverse calcule ce se efectuează cu ajutorul formulelor precedente, poate fi determinată din caracteristica volt-amperică a joncțiunii, trasată pentru cazul cînd circuitul de emitor funcționează în gol ($I_e = 0$).

Cînd intrarea este scurtcircuitată ($R_b = R_e = 0$), tensiunea de străpungere este egală cu :

$$U_{cstr} = U_{cav} \sqrt[n_{av}]{1 - \alpha_{nom} \frac{r_b}{r_b + r_e}}.$$

Din această formulă rezultă că pe măsura micșorării curentului emitorului, I_e , tensiunea de străpungere crește, dat fiind că se mărește rezistența joncțiunii emitorului. Prin urmare, un tranzistor blocat, suportă o tensiune inversă mai mare decît unul deschis. Determinarea valorii tensiunii inverse maxim admise, trebuie făcută însă după tensiunea de străpungere a tranzistorului deschis. Dacă această determinare s-ar face însă după tensiunea de străpungere a tranzistorului blocat, atunci în timpul procesului tranzitoriu, cînd curentul emitorului reușește să crească vizibil, tensiunea pe colector rămînînd totuși aproape neschimbată, se poate produce străpungerea.

În cazul funcționării în domeniul tăierii, tensiunea de străpungere se poate determina pe baza schemei echivalente din figura 5.22.

¹⁾ Valoarea minimă a tensiunii de străpungere în avalanșă se obișnuiește să se indiceze cu indicele suplimentar α , dat fiind că aceasta se determină din condiția $\alpha = 1$.

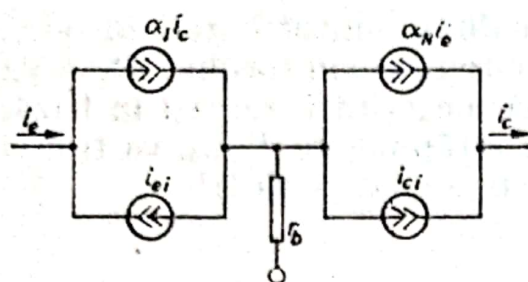


Fig. 5.22. Schema echivalentă a tranzistorului pentru calculul tensiunii de străpungere în cazul funcționării în regim de tăiere.

Analog cazului precedent, se poate arăta că creșterea în avalanșă a curentului de colector sau a celui de emitor, survine atunci când

$$1 - \alpha_N \alpha_I = 0.$$

Înlocuind în această expresie formula pentru coeficientul de transfer al curentului

$$\alpha_N = \frac{\alpha_{TN} \gamma_e}{1 - \left(\frac{U_j}{U_{cav}} \right)^{n_{av}}},$$

vom obține formula pentru calculul tensiunii de străpungere a joncțiunii colectorului, în domeniul de tăiere,

$$U_{estr} = U_{cav} \sqrt[n_{av}]{1 - \alpha_{Nnom} \alpha_I}$$

($\alpha_{Nnom} = \alpha_{TN} \gamma_e$ este valoarea lui α_N , pentru $M_e = 1$).

Printr-o formulă analogă se determină și tensiunea de străpungere a joncțiunii emitorului:

$$U_{estr} = U_{cav} \sqrt[n_{av}]{1 - \alpha_N \alpha_{Inom}}$$

(α_{Inom} fiind valoarea lui α_I , când $M_e = 1$).

Tensiunea străpunerii în avalanșă nu depinde de forma, durata și complexitatea impulsurilor, deoarece procesul de avalanșă se dezvoltă într-un timp foarte scurt, de ordinul nanosecundelor. Din această cauză și în regim de impulsuri tensiunea maximă admisă este aceeași ca și în regim permanent (în timp ce în dispozitivele cu vid, prima poate depăși considerabil pe cea de a doua).

Pentru tranzistorii de frecvențe înalte, a căror bază este relativ subțire, tensiunea maximă admisă a colectorului poate fi limitată și de tensiunea de închidere, la care, joncțiunea colectorului extinzându-se (prin lărgire), acoperă întreaga regiune a bazei și se încheie (joncționează) cu joncțiunea emitorului. Se produce „penetrarea totală a bazei” care provoacă o scurtcircuitare a joncțiunilor colectorului și emitorului, astfel încât, tranzistorul își pierde capacitatea de a amplifica. Atunci când tensiunea inversă U_c scade, joncțiunea colectorului se îngustează, baza se lărgeste iar tranzistorul își recapătă parametrii săi. Dacă în timpul penetrării totale nu se limitează curentul de colector printr-o rezistență exterioară, atunci tranzistorul se poate deteriora, ca urmare a distrugerii joncțiunilor.

Tensiunea de închidere $U_{c\text{inch}}$ se determină dintr-o ecuație care se poate scrie, egalând grosimea bazei în starea de echilibru, W_0 , cu creșterea stratului joncțiunii colectorului, $W_c - W_{c0}$, adică :

$$W_0 = W_c - W_{c0}.$$

Substituind în această ecuație expresia (3.31), după transformări nu prea complicate, vom obține :

$$U_{c\text{inch}} = \varphi_{Dc} \left[\left(\frac{W_0}{W_{c0}} + 1 \right)^{\frac{1}{n_c}} - 1 \right] \approx \varphi_{Dc} \left(\frac{W_0}{W_{c0}} \right)^{\frac{1}{n_c}}. \quad (5.72)$$

Ținând cont de faptul că grosimea stratului de trecere în starea de echilibru este

$$W_{c0} = \begin{cases} \left(\frac{2\varphi_{Dc}\varepsilon\varepsilon_0}{N_b e} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ pentru } n_c = \frac{1}{2}; \\ \left(\frac{12\varphi_{Dc}\varepsilon\varepsilon_0}{ae} \right)^{\frac{1}{3}} \text{ pentru } n_c = \frac{1}{3}, \end{cases}$$

formula (5.72), pentru o joncțiune de aliere $\left(n_c = \frac{1}{2} \right)$, poate fi pusă sub forma

$$U_{c\text{inch}} = \frac{N_b e}{2\varepsilon\varepsilon_0} W_0^2; \quad (5.73, a)$$

pentru o joncțiune trasă din topitură și pentru cea de difuzie, $\left(n_e = \frac{1}{3}\right)$,

$$U_{\text{cineh}} = \frac{ae}{12\epsilon\epsilon_0} W_0^3. \quad (5.73, b)$$

În cataloage sînt indicate, de regulă, valorile maximă și cea minimă a tensiunii maxim admisibile pentru joncțiunea colectorului. Prima dintre ele este definită pentru emitorul deconectat ($I_e = 0$), iar cealaltă, cînd baza funcționează în gol, ($R_b \gg R_e$). Uneori este dată tensiunea maximă admisă pentru cazul cînd contactele emitorului și bazei sînt scurtcircuitate. Pentru joncțiunea emitorului se indică tensiunea maximă admisă pentru cazul cînd colectorul este întrerupt ($I_c = 0$).

5.9. ZGOMOTELE TRANZISTORULUI

După natura lor fizică, zgomotele tranzistorului se împart în termice, de discontinuitate a purtătorilor și de pîlpire (de flicker).

Zgomotul termic este provocat de fluctuațiile statistice ale gradientului de tensiune din volumul semiconductorului, determinate de agitația termică, haotică, a purtătorilor de sarcină. Mărimea t.e.m. a zgomotelor termice pe o rezistență, r , este dată de formula lui Nyquist:

$$\overline{e_{zg}^2} = 4\varphi_T cr \Delta f.$$

Astfel, de exemplu, zgomotul termic pe rezistența de volum a bazei, rb , este definit de mărimea

$$\overline{e_{zgb}^2} = 4\varphi_T cr_b \Delta f. \quad (5.74)$$

Zgomotul termic are un spectru așa-numit alb: el rămîne neschimbat, cînd se modifică frecvența (schimbîndu-se numai cînd se schimbă banda de transmisie Δf).

Zgomotul de discontinuitate a purtătorilor de sarcină este determinat de fluctuațiile statistice ale curentului, care apar drept consecință a dispersiei vitezelor purtătorilor de sarcină. Mărimea zgomotului de discontinuitate este dată de formula lui Schottky

$$\overline{i_{zg}^2} = 2e |\Sigma I| f,$$

în care $|\Sigma I|$ este suma componentelor continue ale tuturor curenților, independent de sensul lor.

Astfel, de exemplu, zgomotul de discontinuitate al joncțiunii emitorului este determinat în modul următor. Curentul de emitor,

$$I_e = I_{eT} e^{\frac{U_e}{\varphi_T}} = I_{eT} + \alpha_1 I_e,$$

este constituit din curentul direct,

$$I_{eT} e^{\frac{U_e}{\varphi_T}} + \alpha_I I_c,$$

și curentul invers, I_{eT} , fiecare dintre acești curenți fiind o sursă independentă de zgomote. Din această cauză, zgomotul total va fi dat de suma acestor doi curenți, fiind determinat cantitativ de mărimea

$$\begin{aligned} \overline{i_{zge}^2} &= 2e(I_{eT} e^{\frac{U_e}{\varphi_T}} + \alpha_I I_c + I_{eT}) \Delta f = 2e(I_e + 2I_{eT}) \Delta f = \\ &= 2e[2(I_e + I_{eT}) - I_e] \Delta f. \end{aligned}$$

Exprimînd suma curenților, $I_e + I_{eT}$, prin conductibilitatea joncțiunii emitorului:

$$g_e = \frac{1}{r_e} = \frac{I_e + I_{eT}}{\varphi_T},$$

putem exprima formula pentru determinarea intensității curentului generatorului de zgomote, la frecvențe medii, sub următoarea formă:

$$\overline{i_{zge}^2} = 2e[2\varphi_T g_e - I_e] \Delta f = 2e \left[2\varphi_T \frac{1}{r_e} - I_e \right].$$

La frecvențe înalte, conductanța joncțiunii emitorului crește, astfel încît nivelul zgomotului de discontinuitate crește cu o mărime proporțională cu diferența dintre părțile reale ale conductivităților pentru frecvențele înalte și cele medii, adică cu mărimea,

$$2e[2\varphi_T(\operatorname{Re} y_e - g_e)].$$

Prin urmare,

$$\overline{i_{zge}^2} = 2e[2\varphi_T g_e - I_e] \Delta f + 2e[2\varphi_T(\operatorname{Re} y_e - g_e)] = 2e[2\varphi_T \operatorname{Re} y_e - I_e] \Delta f, \quad (5.75)$$

unde,

$$y_e = \frac{1}{\epsilon_e} = \frac{1}{r_e} + j\omega C_e \quad (5.76)$$

este conductivitatea complexă a joncțiunii emitorului.

Se poate arăta în mod analog, că atunci cînd tranzistorul funcționează în domeniul activ, zgomotul de discontinuitate al joncțiunii emitorului, polarizat invers, este definit prin următoarea formulă¹:

$$\overline{i_{zge}^2} = 2e[2\varphi_T \operatorname{Re} y_e - (-I_c)] \Delta f = 2e[2\varphi_T \operatorname{Re} y_e + I_c] \Delta f, \quad (5.77)$$

¹ În această formulă, în interiorul parantezelor mici s-a luat semnul minus, deoarece curentul colectorului circulă în sens invers față de cel al curentului direct al joncțiunii, cînd aceasta este polarizată direct.

in care

$$y_c = \frac{1}{\epsilon_c} = \frac{1}{r_c} + j\omega C_c \quad (5.78)$$

este conductivitatea complexă a joncțiunii colectorului.

Zgomotul de discontinuitate, la fel ca și cel termic, are un spectru alb.

Zgomotul de pîlpîire (zgomot flicker) apare datorită fluctuației recombinării și generării de suprafață a purtătorilor de sarcină, cit și a curentului de scurgere. Spectrul puterii acestui zgomot este invers proporțional cu frecvența. Din această cauză, zgomotul flicker este deseori denumit zgomot de tipul $1/f$. În tranzistorii actuali nivelul zgomotelor $1/f$ este determinat, în principal, de calitatea prelucrării suprafeței cristalului în vecinătatea joncțiunilor.

În figura 5.23 este dată schema echivalentă de zgomote a unui tranzistor. În această schemă, zgomotul termic este reprezentat prin generatorul de tensiune e_{zgb} , zgomotul de discontinuitate — prin generatorii de curent i_{zge} și i_{zgc} . Tensiunile și curenții surselor se determină după formulele (5.74), (5.75) și (5.77).

În schema echivalentă din figura 5.23 se neglijează zgomotele termice de pe rezistențele de volum, atât a stratului emitorului, cit și a stratului colectorului. În această schemă nu se ține seama, de asemenea, de zgomotele de pîlpîire. Acestea pot fi luate în considerație, exact la fel ca și zgomotele de discontinuitate, cu ajutorul unor surse de curent, legate în paralel cu joncțiunile emitorului și colectorului. Puterea zgomotelor flicker se determină însă, în general, experimental, deoarece expresiile lor analitice concordă prost cu experimentul [8, 65].

Cantitativ, zgomotele sînt definite prin coeficientul de zgomot, exprimat prin raportul dintre puterea totală a zgomotelor la ieșirea cvadrupolului și acea parte din ea, care este generată de zgomotele termice ale rezistenței sursei de semnal:

$$F = \frac{P_{zgieq}}{\varphi_{Te} \Delta f K_{pnom}}$$

unde P_{zgieq} este puterea totală la ieșire, Δf este banda de transmisie efectivă a cvadrupolului,

$$f = \frac{1}{K_{pnommax}} \int_0^\infty K_{pnom}(f) df,$$

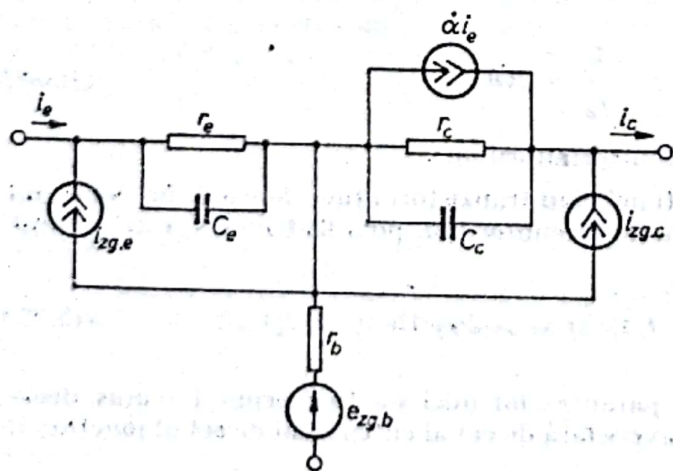


Fig. 5.23. Schema echivalentă de zgomote a tranzistorului.

iar $K_{p \text{ nom}}$ este coeficientul nominal de amplificarea a puterii (cu indicele suplimentar „max” — valoarea sa maximă).

Deoarece puterea $P_{zg \text{ leg}}$ este formată prin compunerea puterii zgomotului termic al rezistenței sursei de semnal,

$$\varphi_T e \Delta f K_{p \text{ nom}},$$

cu puterea zgomotului proprii ale cvadrupolului, $P_{zg \text{ propr}}$, atunci coeficientul de zgomot poate fi pus sub forma:

$$F = 1 + \frac{P_{zg \text{ propr}}}{\varphi_T e \Delta f K_{p \text{ nom}}}.$$

Valoarea coeficientului de zgomot, F , fie că se determină prin măsurări directe, fie că se calculează cu ajutorul schemei de zgomot echivalente (figura 5.23). Pentru calcularea valorii lui F , mai întâi, prin metodele electrotehnice cunoscute, se calculează curenții și tensiunile de zgomot, iar după aceasta — valorile medii pătratice ale mărimilor corespunzătoare. Termenii de corelație, necesari pentru calcularea mediilor pătratice, sînt definiți prin următoarele relații [8]:

$$\left. \begin{aligned} \overline{i_{zge}^* i_{zgc}} &= 2e \varphi_T y_{21} \Delta f \approx 2e \varphi_T \alpha(j\omega) y_e \Delta f; \\ \overline{e_{zgb}^* i_{zge}} &= \overline{e_{zgb}^* i_{zgc}} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (5.79)$$

Interacțiunea puternică dintre generatorii de zgomote, i_{zge} și i_{zgc} complică substanțial calculul coeficientului de zgomot. Termenul de corelație (5.79) poate fi eliminat și folosită pentru calcularea zgomotului de discontinuitate schema echivalentă cu trei surse de curent necunoscute [66]. Dar și o astfel de schemă este însă incomodă pentru calculele practice. Mai potrivită este schema echivalentă cu două surse de zgomote de discontinuitate, reprezentată în figura 5.24. Ea poate fi obținută prin transformarea schemei din figura 5.23, astfel ca termenul de corelație să devină neglijabil de mic. Se poate arăta [8], că în schema echivalentă din figura 5.24, mărimile medii pătratice ale generatoarelor de zgomot sînt definite prin următoarele relații:

$$\begin{aligned} \overline{e_{zge}^2} &= \overline{i_{zge}^2} z_e^2; \\ \overline{i_{zg}^2} &= \overline{i_{zgc}^2} + |\alpha|^2 \overline{i_{zge}^2} + \alpha \overline{i_{zge} i_{zgc}^*} + \alpha^* \overline{i_{zge}^* i_{zgc}} \end{aligned}$$

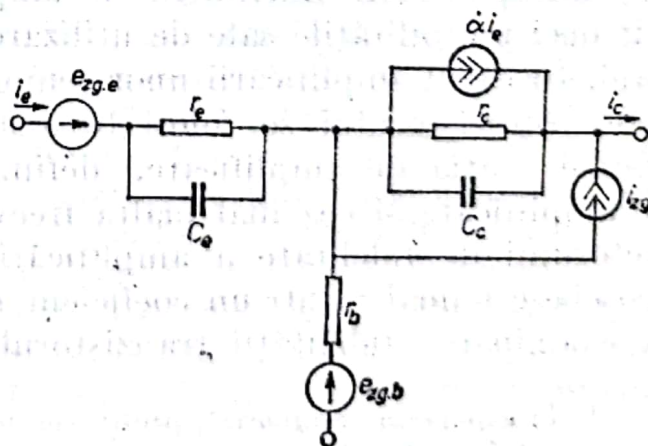


Fig. 5.24. Schema echivalentă de zgomote transformată a tranzistorului.

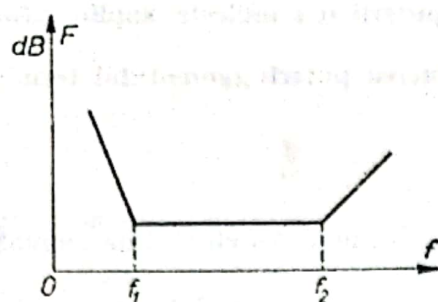


Fig. 5.25. Variația coeficientului de zgomot în funcție de frecvență.

cu termenul de corelație

$$\overline{e_{zge}^* i_{zg}} = -(\overline{i_{zge}^* i_{zgc}} z_e^*) - (\alpha_e z_e^*) \overline{i_{zge}^2},$$

de a cărei mărime nu se ține seama, cînd se fac calculele practice. Dependența coeficientului de zgomot al tranzistorului, de frecvență, este arătată în figura 5.25. În domeniul frecvențelor mai joase, coeficientul de zgomot crește, ca rezultat al creșterii zgomotului de flicker. În gama de frecvențe, de la f_1 pînă la f_2 , este cuprinsă regiunea zgomotului alb. La frecvențe mai înalte, coeficientul de zgomot crește, datorită creșterii curentului de recombinare din regiunea bazei.

5.10. CREȘTEREA FIDELITĂȚII TRANZISTORULUI

Tranzistorul se caracterizează, mai întîi, prin proprietățile sale de amplificare. La amplificarea semnalelor sub formă de impulsuri contează nu numai capacitatea de amplificare a tranzistorului, ci și posibilitățile acestuia de a reproduce fără distorsiuni vizibile fronturile impulsurilor. Din această cauză, calitatea tranzistorului ca element de amplificare se caracteriza de obicei prin raportul dintre factorul de amplificare și durata creșterii frontului impulsului.

Acest raport îl vom numi fidelitatea de amplificare a tranzistorului în regim de impulsuri¹. Cu cît factorul de amplificare al unui tranzistor este mai mare, iar durata de creștere a frontului este mai mică, cu atît fidelitatea de amplificare este mai ridicată, cu atît deci posibilitățile sale de utilizare în diferite scheme vor fi mai largi. În cazul amplificării unor semnale armonice, pentru caracterizarea tranzistorului se folosește analogul factorului de fidelitate, anume — aria de amplificare, definită ca produsul dintre factorul de amplificare și cea mai înaltă frecvență limită. Deoarece valorile factorului de fidelitate a amplificării și a ariei de amplificare se deosebesc numai printr-un coeficient numeric, ne vom limita numai la examinarea fidelității tranzistorului.

¹ În expunerea ce urmează, pentru conciziune se va folosi termenul „fidelitatea tranzistorului” în loc de „factor de fidelitate a amplificării tranzistorului”.

Se poate arăta că fidelitatea tranzistorului este dată de formula [67]

$$F_{tr} = - \frac{\alpha}{2,2 [C_c(r_b + r_e) + \tau_\alpha]}, \quad (5.80)$$

în care,

$$C_c = C_{jc} + C_{dc}$$

este capacitatea joncțiunii colectorului, reprezentînd suma dintre capacitatea de sarcină C_{jc} și capacitatea de difuzie C_{dc} , r_b este rezistența de volum a bazei,

$$r_e \approx \frac{\varphi_T}{I_e}$$

este rezistența diferențială a joncțiunii emitorului, iar τ_α este constanta de timp a coeficientului de transfer al curentului emitorului, α .

Să analizăm posibilitățile de mărire a fidelității la amplificarea unui tranzistor.

Fidelitatea F_{tr} poate fi ridicată, mai întîi, prin reducerea capacității colectorului C_c . Aceasta se poate realiza printr-o reducere, pe cît este aceasta posibil, a ariei S_c a joncțiunii colectorului (dimensiunile minime pentru S_c sînt limitate, de regulă, de mărimea curentului admisibil al colectorului, I_{cadm}).

După cum se știe, capacitatea de sarcină a joncțiunii descrește cu creșterea grosimii stratului de trecere (§ 3.6). Din această cauză, odată cu diminuarea concentrației impurităților din bază, capacitatea de sarcină a colectorului, C_{jc} , descrește (dat fiind că se micșorează conductivitatea electrică a bazei, ceea ce determină la rîndul său o lărgire a stratului de trecere). Cu micșorarea, însă, a conductivității electrice a bazei, crește rezistența de volum a acesteia. Odată cu aceasta, în tranzistorii de difuzie, la care baza este omogenă, reducerea conductivității electrice a bazei determină, începînd cu o anumită valoare a concentrației impurităților, nu o micșorare a produsului $C_{jc}r_b$, ci, din contra, o creștere a acestuia. Pentru diminuarea capacității C_{jc} nu este nevoie să se micșoreze concentrația impurităților în întreaga regiune a bazei: este suficientă o micșorare a acesteia, în acea parte a bazei, care este alipită de joncțiunea colectorului. Menținînd, în acest caz, o concentrație a impurităților destul de ridicată în tot restul bazei, se poate realiza un tranzistor care să aibă o bază a cărei rezistență ohmică, r_b , să fie destul de mică. O astfel de distribuție a concentrației impurităților este proprie tranzistorilor drift, la care concentrația este ridicată, în vecinătatea

joncțiunii emitorului, pe cînd la joncțiunea colectorului concentrația impurităților este minimă. Datorită faptului că concentrația are o valoare ridicată în vecinătatea joncțiunii emitorului, rezistența de volum a bazei nu va fi mare. Totodată însă, se reușește să se reducă în mod substanțial capacitatea joncțiunii colectorului, dat fiind că datorită concentrației coborîte a impurităților din vecinătatea colectorului, stratul de trecere se lărgeste.

Capacitatea de difuzie a colectorului C_{cd} [vezi expresia (5.40, b)], dealtfel ca și constanta de timp a coeficientului de transfer al curentului emitorului τ_α , pot fi reduse, în principal, prin reducerea grosimii bazei, W . Capacitatea C_{cd} este proporțională cu timpul mediu de trecere al purtătorilor de sarcină prin bază, τ_{TN} , pe cînd constanta de timp, τ_α , este determinată de dispersia timpului de trecere, σ_{TN} . Timpul de trecere, τ_{TN} , cît și dispersia acestuia, σ_{TN} , descresc cu micșorarea grosimii bazei. Cu această ocazie însă crește rezistența de volum a bazei, r_b . Aceasta face ca ridicarea fidelității tranzistorului prin reducerea grosimii W a bazei, să se poată realiza numai pînă la o anumită limită: există o anumită valoare optimă a lui W , pentru care fidelitatea de amplificare atinge valoarea sa maximă. Pentru tranzistorii de difuzie, această valoare optimă a lui W este de 10—20 microni.

Distribuția neuniformă a impurităților în baza tranzistorilor drift permite o reducere a grosimii bazei lor pînă la 0,2—0,3 microni. Este vorba de faptul că concentrația ridicată a impurităților de lîngă joncțiunea emitorului face ca atunci cînd grosimea bazei este micșorată, rezistența sa de volum să nu crească chiar așa de mult, încît fidelitatea tranzistorului continuă totuși să crească, chiar atunci cînd W continuă să se micșoreze pînă la valori oricît de mici.

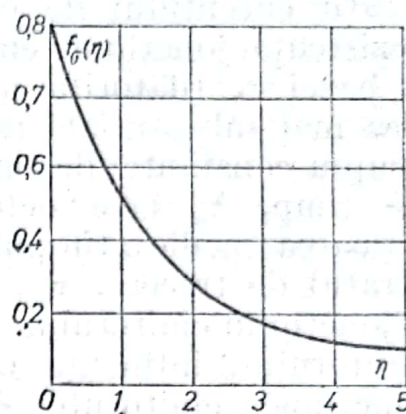
Timpul de trecere mediu al purtătorilor și dispersia sînt diminuate de cîmpul intern, care antrenează purtătorii minoritari într-o mișcare accelerată prin regiunea bazei. În tranzistorii drift, un astfel de cîmp ia naștere datorită distribuției neuniforme a impurităților. Efectul acestui fenomen este examinat, pe larg, în § 4.2.

Conform expresiilor (2.27) și (2.28, b), dispersia timpului de trecere este

$$\sigma_{TN} = \frac{W^2}{2,45 D} \alpha_T f_\sigma(\eta) = \tau_{\alpha T \text{ dif}} f(\eta),$$

unde,

$$\tau_{\alpha T \text{ dif}} = \frac{W^2}{2,45 D} \alpha_T$$

Fig. 5.26. Graficul funcției $f_{\sigma}(\eta)$.

este constanta de timp a coeficientului de transport al purtătorilor, în cazul tranzistorului de difuzie, iar

$$f_{\sigma}(\eta) = \frac{0,6}{\eta^2} \sqrt{4\eta - 5 + 4(1 + 2\eta)^{-2\eta} + e^{-4\eta}}$$

este funcția care reprezintă micșorarea dispersiei datorită acțiunii câmpului intern. Graficul acestei funcții este arătat în figura 5.26.

Din graficele funcțiilor $f(\eta)$ și $f_{\sigma}(\eta)$ se constată că diminuarea de către câmpul intern a timpului de trecere, τ_{TN} , și a dispersiei σ_{TN} , nu este chiar așa de esențială. Așa, de pildă, în cazul tranzistorilor cu germaniu, pentru care coeficientul η nu este mai mare de 2—3 (vezi § 4.2), valorile lui τ_{TN} și σ_{TN} se micșorează doar de 3—5 ori, în comparație cu un tranzistor fără drift. Pentru tranzistorii cu siliciu, care admit o valoare ceva mai mare a lui η , timpul mediu τ_{TN} și dispersia σ_{TN} se pot micșora de 5—6 ori. Pe de altă parte, factorul de fidelitate a amplificării al tranzistorilor drift este, curent, de zeci și sute de ori mai mare decât fidelitatea celor cu difuzie. Această creștere atât de impresionantă a factorului de fidelitate a amplificării tranzistorilor drift se realizează, în special, datorită micșorării grosimii bazei. Această micșorare devine posibilă, la rîndul ei, datorită distribuției neuniforme a impurităților din bază, care permite reducerea capacității colectorului, a duratei de zbor și a dispersiei bazei, fără o creștere considerabilă a rezistenței de volum a bazei.

Fidelitatea tranzistorului depinde de regimul de funcționare al acestuia : de tensiunea pe joncțiunea colectorului, U_c , și de curentul emitorului, I_e . Cu creșterea tensiunii de polarizare inversă, aplicată colectorului, U_c , capacitatea de sarcină, C_{je} , se micșorează, la fel și constanta de timp τ_{α} (deoarece baza se îngustează, încît dispersia se reduce).

Cu descreșterea lui C_{je} și a lui τ_{α} , fidelitatea de amplificare crește. Creșterea fidelității se realizează, de asemenea, prin mărirea inten-

sității curentului de emitor, I_e . Odată cu creșterea lui I_e , scade rezistența joncțiunii emitorului, r_e , și, parțial, rezistența de volum a bazei r_b [datorită modulării conductivității bazei (vezi § 3.7)]. Cea mai substanțială influență o are curentul electric al emitorului asupra constantei de timp, τ_α . După cum se știe (vezi 5.2), constanta de timp, τ_α , este determinată, în domeniul microcurenților, de valoarea medie a timpului de viață al purtătorilor de sarcină din stratul de trecere, τ_{nr} , pe de o parte, și de capacitatea de sarcină a joncțiunii emitorului, C_{je} , pe de alta. Pe măsura creșterii curentului emitorului, influența mărimilor amintite mai sus scade, deoarece joncțiunea emitorului se îngustează (ceea ce face să scadă curentul de recombinare din stratul de trecere), micșorându-se deci aportul ce revine curentului de deplasare, la încărcarea capacității C_{je} .

Creșterea curentului de emitor determină, de asemenea, o diminuare a timpului de trecere al purtătorilor prin bază, τ_{TN} , cât și a dispersiei, σ_{TN} , a acestui timp. Cu creșterea concentrației purtătorilor de sarcină din bază, crește intensitatea cîmpului electric, care ia naștere sub acțiunea surselor de alimentare exterioare. Acest cîmp antrenează purtătorii de sarcină minoritari într-o mișcare accelerată prin bază [68], reducînd astfel mărimea lui τ_{TN} , cât și a lui σ_{TN} .

6.1. STRUCTURA ȘI TIPURILE DE TRANZISTORI CU EFECT DE CÎMP

Tranzistorii cu efect de cîmp unipolari sînt dispozitive semiconductor active, în care trecerea curentului este realizată datorită driftului purtătorilor de sarcină majoritari, sub acțiunea unui cîmp longitudinal. Comanda valorii conductibilității semiconductorului și deci și a intensității curentului se realizează de către cîmpul transversal. Acest cîmp este dat de tensiunea aplicată electrodului de comandă. În tranzistorii cu efect de cîmp, transmiterea curentului electric se realizează de către purtători de sarcină de același semn. Din această cauză, tranzistorul cu efect de cîmp reprezintă un dispozitiv semiconductor unipolar.

Tranzistorul cu efect de cîmp este un dispozitiv cu trei terminale active, fiind format din următoarele domenii : canalul, sursa, drena, poarta și suportul.

Canalul este o regiune semiconductoră a cărei conductibilitate poate fi comandată și prin care circulă curentul tranzistorului cu efect de cîmp.

Drena este regiunea semiconductorului către care migrează purtătorii de sarcină majoritari, prin canal.

Sursa este regiunea semiconductorului din care își încep migrația lor purtătorii de sarcină majoritari, în interiorul canalului.

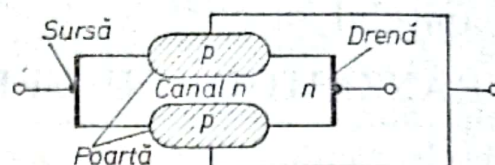
Poarta este o regiune semiconductoră sau metalică, care este folosită pentru comandarea intensității curentului prin canal.

Suportul este un domeniu pasiv, pe care se construiește tranzistorul cu efect de cîmp.

Corespunzător structurii, electrozii tranzistorului cu efect de cîmp, conectați la regiunile sale, enumerate mai sus, se numesc respectiv, contact ohmic al sursei, al drenei, contact ohmic al porții și cel al suportului.

În prezent sînt folosite în radioelectronică următoarele variante de tranzistori cu efect de cîmp : tranzistorul cu poartă joncțiune $p-n$

Fig. 6.1. Reprezentarea schematică a unui tranzistor cu joncțiune $p-n$ de comandă.



și tranzistorul cu structură metal-izolator-semiconductor (MIS, sau MOS).

Tranzistorul cu efect de câmp, cu poartă joncțiune, este un dispozitiv semiconductor, în care domeniul de comandă — poarta — constituie, împreună cu regiunea canalului o joncțiune $p-n$ (figura 6.1). Funcționarea unui tranzistor cu efect de câmp, cu poartă joncțiune $p-n$, se bazează pe modularea conductibilității canalului, datorită variației grosimii acestuia, prin modificarea stratului de sarcină spațială sărăcit de purtători mobili, sub acțiunea tensiunii ce polarizează joncțiunea în sens invers. Tranzistorii cu poartă joncțiune $p-n$ se fabrică din germaniu, siliciu, arseniură de galiu, putând avea canalul cu conductibilitate de tip p sau n .

Tranzistorul cu efect de câmp având structura metal-dielectric (izolator)-semiconductor (tranzistor MIS, sau MOS, sau tranzistor cu poartă izolată) este un dispozitiv semiconductor, la care poarta metalică este izolată electric printr-un strat de dielectric față de canalul realizat pe suprafața semiconductorului. Acești tranzistori pot fi realizați pe un suport de semiconductor (figura 6.2) sau pe suport dielectric (figura 6.3).

Drept suport semiconductor se utilizează, în general, siliciul. Prin oxidarea siliciului se poate realiza ușor stratul de dielectric (SiO_2 — bioxid de siliciu). Un astfel de tranzistor este denumit curent — tranzistor MOS.

Drept suport dielectric se folosește safirul, spinelul, sticla „de seleniu”. Substratul dielectric contribuie la reducerea capacităților parazite și deci la diminuarea inerției tranzistorului. Utilizarea însă a unor astfel de substraturi implică serioase dificultăți tehnologice, legate de creșterea monocristalului de siliciu. Greutăți deosebit de mari apar în cazul folosirii safirului [69], datorită deosebirii structu-

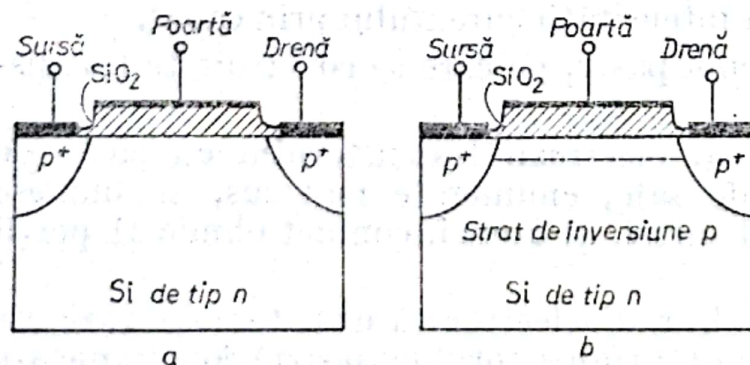
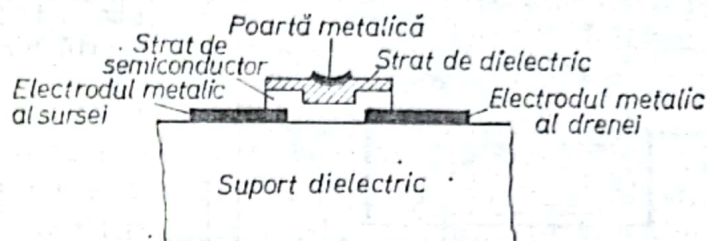


Fig. 6.2. Reprezentarea schematică a tranzistorului MOS: a — cu canal indus; b — cu canal inițial.

Fig. 6.3. Reprezentarea schematică a tranzistorului MIS pe suport dielectric.



rale dintre rețelele lor cristalografice (safirul prezintă o simetrie romboedrică, pe când siliciu — cubică). Ceva mai simplu se realizează creșterea stratului epitaxial de siliciu pe suport de spinel, acesta din urmă avînd aceeași structură cubică, ca și cea a siliciului. Calitățile mecanice ale spinelului sînt însă inferioare celor ale safirului.

Drept dielectric, ca strat izolator, poate fi folosită nitrura de siliciu, Si_3N_4 (tranzistor MIS), pentaoxidul de aluminiu, Al_2O_3 , sau o combinație a acestor dielectrice cu bioxidul de siliciu, SiO_2 .

Drept poartă metalică este folosită, de obicei, o peliculă de aluminiu.

Tranzistorii MIS se împart în două categorii: tranzistorii MIS cu canal indus (figura 6.2, a) și tranzistorii MIS cu canal inițial (figura 6.2, b). În primii dintre aceștia, canalul dintre sursă și drenă este indus, adică este generat prin influență de către tensiunea de comandă. Dacă însă diferența de potențial dintre sursă și drenă este egală cu zero, atunci nu există, practic, niciun fel de conducție între sursă și drenă. În tranzistorii MIS cu canal inițial, canalul este realizat pe cale tehnologică. Conductibilitatea canalului poate fi mărită sau micșorată, prin modificarea tensiunii dintre sursă și drenă.

După natura conductibilității electrice a canalelor, tranzistorii se împart în tranzistori de tip n și de tipul p . La primii dintre ei, canalul prezintă o conductibilitate electronică, iar la ceilalți — o conductibilitate prin goluri. Tipul de conductibilitate electrică al sursei și cel al drenei coincid întotdeauna cu tipul de conductibilitate al canalului.

6.2. TRANZISTORII CU EFECT DE CÎMP CU POARTĂ JONCTIUNE $p-n$.

În figura 6.4 este desenată o plăcuță de tip p , pe ale cărei două fețe opuse au fost introduse, prin dopare, impurități ce transformă astfel aceste regiuni ale plăcuței inițiale în straturi de tipul n . Drept consecință a acestei dopări, iau naștere două joncțiuni $p-n$. Cele două regiuni de tipul n sînt legate electric între ele. Domeniul plăcuței semiconductoare, cuprins între cele două joncțiuni $p-n$, reprezintă tocmai canalul tranzistorului. Dacă concentrația atomilor impurității

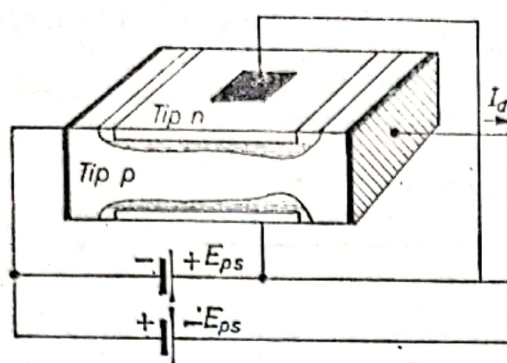


Fig. 6.4. Secțiunea tranzistorului cu joncțiune poartă p-n de comandă.

din regiunile cu conductibilitate electrică electronică depășește considerabil concentrația impurităților din substanța inițială, atunci stratul de trecere se va extinde aproape în întreaga regiune p , ocupînd-o, astfel, integral. În stratul sărăcit, purtătorii de sarcină liberi, lipsesc practic, complet, din care cauză curentul poate circula între sursă și drenă, nu prin întreaga secțiune a plăcuței, ci numai prin canalul conductor, cuprins între straturile sărăcite de purtătorii liberi.

Deoarece conductibilitatea canalului este determinată de secțiunea sa, rezultă că modificînd tensiunea aplicată între poartă și drenă, U_{pd} , se poate comanda secțiunea canalului și deci intensitatea curentului care circulă prin canal. Atunci cînd tensiunea aplicată invers pe poartă este suficient de ridicată, secțiunea canalului se poate micșora, practic, pînă la zero, adică se va produce joncționarea regiunilor de sarcină spațială. Tensiunea U_0 , la care canalul va fi acoperit complet de stratul de sarcină spațială, iar curentul din plăcuța semiconductoare va fi dat numai de curenții de scurgere, poartă numele de tensiune de tăiere. Shockley a numit, în articolul său [70], în care a expus pentru prima oară principiul de funcționare al tranzistorului cu efect de cîmp cu poartă joncțiune p-n, această

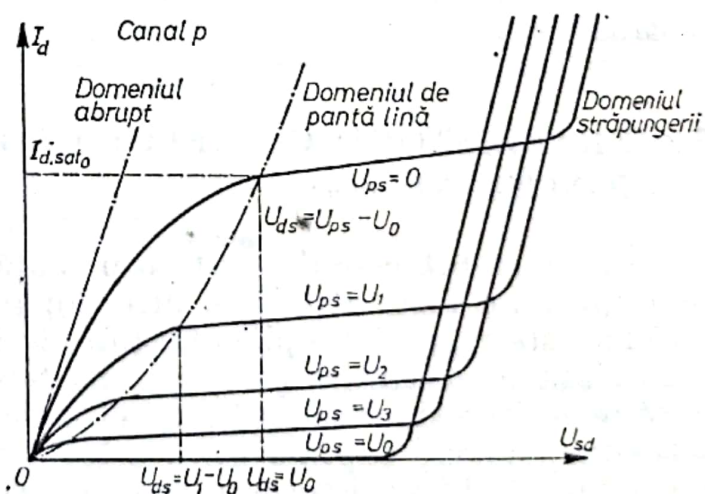


Fig. 6.5. Familia de caracteristici de drenă ale unui tranzistor cu joncțiune p-n de comandă.

tensiune „tensiune de penetrație a canalului”. Astăzi este mai răspândit termenul de „tensiune de tăiere” sau „tensiune de prag”. Ultimul dintre acești termeni este folosit pentru denumirea acestei tensiuni în cazul tranzistorului MIS cu canal indus.

Să examinăm familia caracteristicilor volt-amperice de drenă (figura 6.5). Să presupunem că sursa și drenă sînt scurtcircuitate, adică tensiunea dintre acești electrozi este egală cu zero. Vom aplica pe drenă o tensiune mică, negativă în raport cu sursa, U_{sd} . Prin dispozitiv va începe să circule, de la sursă către drenă, curentul de drenă, I_d . Cu creșterea tensiunii U_{ds} , curentul I_d va crește. Dacă odată cu variația tensiunii U_{ds} , conductibilitatea canalului nu s-ar fi modificat, atunci curentul I_d ar fi crescut direct proporțional cu tensiunea U_{ds} , iar caracteristica volt-amperică ar fi avut alura unei funcții liniare (vezi dreapta trasată cu linie-punct în figura 6.5). În realitate, curentul de drenă provoacă o scădere a tensiunii pe canal, care este o tensiune de blocare pentru joncțiunea $p-n$ poartă-canal. Aceasta favorizează lărgirea regiunii de sarcină spațială și reducerea secțiunii canalului tranzistorului și deci o micșorare a conductibilității canalului. La creșterea tensiunii aplicate pe drenă, crescînd curentul prin canal, se extinde regiunea de sarcină spațială, descrește secțiunea canalului conductor de curent, astfel încît conductibilitatea acestuia scade și mai mult. Prin urmare, mărirea tensiunii aplicate pe drenă determină o creștere a curentului prin canal pînă la o anumită valoare, la care tensiunea de blocare pe joncțiunea $p-n$ începe să limiteze creșterea curentului. Creșterea curentului începe să se diminueze și, începînd cu o anumită valoare a tensiunii aplicate pe drenă, U_{ds} , practic se întrerupe. Creșterea ulterioară a tensiunii pe drenă nu mai determină o creștere în continuare a curentului, întrucît crește simultan și rezistența canalului. Dacă tensiunea de polarizare aplicată pe poartă este egală cu zero ($U_{ps} = 0$), atunci tensiunea pe drenă, pentru care canalul este penetrat, iar curentul de drenă se saturează, atîngînd valoarea $I_{d \text{ sat } 0}$, va fi egală cu tensiunea de tăiere,

$$U_{ds} = - U_0.$$

Într-adevăr, extinderea regiunii de sarcină spațială, practic pe întreaga secțiune a plăcuței, are loc în partea drenei, pentru cazul cînd diferența de potențial dintre poartă (în acest caz, scurtcircuitată cu sursa) și canal, este egală cu tensiunea de tăiere. Totodată, în apropierea regiunii drenei, canalul este penetrat, astfel că orice creștere a curentului I_d este practic imposibilă.

Dacă se aplică pe poartă o tensiune exterioară de închidere, atunci limitarea intensității curentului de drenă, I_d , va avea loc la o tensiune, U_{ds} , mai mică. Aceasta se explică prin faptul că, tensiunea de polarizare inversă pe joncțiunea de comandă $p-n$ (tensiunea

poartă-sursă) creează regiunea de sarcină spațială, care reduce secțiunea canalului. Din această cauză, porțiunea inițială a caracteristicii volt-amperice de drenă va avea o pantă mai mică, corespunzătoare unei conductibilități mai reduse a canalului. În cazul considerat de noi aici, canalul va fi penetrat total pentru o tensiune de drenă,

$$U_{ds} = U_{ps} - U_0,$$

avînd loc totodată limitarea curentului de drenă. Tensiunea

$$U_{d\text{ pen}} = U_{ps} - U_0$$

se numește tensiunea de drenă de penetrație totală a canalului (mai pe scurt, tensiune de penetrație).

În realitate, este de fapt imposibilă închiderea totală a canalului prin creșterea tensiunii pe drenă pînă la valoarea de $U_{d\text{ pen}}$, adică grosimea canalului nu poate deveni nici într-un punct al acestuia egală cu zero, dat fiind că în acest caz s-ar întrerupe curentul de canal, astfel că nu ar exista căderea de tensiune $U_{d\text{ pen}}$, care face ca să fie penetrat canalul. Realitatea este că la tensiunea

$$U_{d\text{ pen}} = U_{ps} - U_0,$$

canalul se îngustează într-atît, încît curentul de drenă încetează, practic, să mai crească odată cu creșterea tensiunii U_{ds} . Inexactitatea afirmației că grosimea canalului poate deveni egală cu zero este pur și simplu o aproximație comodă, care permite definirea tensiunii de penetrație totală $U_{d\text{ pen}}$ sau a tensiunii de tăiere U_0 .

Regiunea familiei de caracteristici volt-amperice în care curentul de drenă depinde substanțial de tensiunea aplicată pe drenă se numește regiunea abruptă. Regiunea în care această dependență este neglijabilă, poartă numele de regiune lină a caracteristicilor volt-amperice.

Trebuie să subliniem faptul că pentru familia caracteristicilor de drenă s-a ales ca parametru tensiunea de la intrare, U_{ps} , pe cînd pentru familia de caracteristici ale tranzistorilor bipolarari, drept parametru servește curentul de intrare (I_e , sau I_b). Această alegere este legată de valoarea mare a rezistenței de intrare a tranzistorului cu efect de cîmp, fiind, de fapt, motivată de însuși principiul de funcționare al acestuia: tranzistorul de cîmp reprezintă un dispozitiv comandat de cîmpul electric creat de tensiunea de intrare (pe cînd un tranzistor bipolar este comandat de sarcina care pătrunde în bază datorită curentului de intrare).

Teoria tranzistorului cu efect de cîmp cu poartă joncțiune $p-n$, este examinată detaliat în articolul [71]. Pe baza relațiilor prezentate în această lucrare se poate demonstra că o caracteristică volt-amperică de drenă este definită, în regiunea abruptă, adică pentru tensiuni,

$$|U_{ds}| \leq |U_0| - |U_{ps}|,$$

prin expresia

$$I_d = I_{d\text{sat}0} \left[2 \frac{U_{ds}}{U_0} \left(\frac{U_{ps}}{U_0} - 1 \right) - \left(\frac{U_{ds}}{U_0} \right)^2 \right]. \quad (6.1)$$

Valorile intensității curentului de saturație al drenei, $I_{d\text{sat}0}$, și a tensiunii de tăiere, U_0 , sînt determinate de geometria dispozitivului, de parametri fizici ai cristalului semiconductor (de mobilitatea purtătorilor majoritari, de permitivitatea dielectrică) și de repartizarea impurităților în interiorul canalului.

În porțiunea lină a caracteristicii volt-amperice de drenă, corespunzătoare tensiunii

$$|U_{ds}| \geq |U_{ps}| - |U_0|,$$

curentul de drenă este determinat de următoarea formulă aproximativă :

$$I_d = I_{d\text{sat}0} \left(\frac{U_{ds}}{U_0} - 1 \right)^2, \quad (6.2)$$

care se poate obține din (6.1). După cum rezultă din (6.1), curentul I_d atinge pentru

$$U_{ds} = U_{ps} - U_0 \quad (6.3)$$

valoarea sa maximă¹, valoare ce poate fi calculată cu formula (6.2). Acesta va fi, dealtfel, chiar curentul de saturație în porțiunea lină a caracteristicii. Tensiunea definită prin formula (6.3) coincide exact cu tensiunea de penetrație totală a canalului. Riguros vorbind, cu relația (6.2) se determină intensitatea curentului de drenă, în momentul penetrării totale a canalului. La o creștere în continuare a tensiunii U_{ds} , curentul I_d crește atît de nesemnificativ, încît intensitatea I_d în porțiunea lină este determinată, cu o suficientă precizie, de formula (6.2). Această expresie reprezintă o bună aproximație pentru tranzistorii cu poartă joncțiune $p-n$, realizați prin oricare dintre procedee. Legea distribuției impurităților, geometria dispozitivului, cît și parametrii cristalului semiconductor determină doar parametrii statici ai tranzistorului, $I_{d\text{sat}0}$ și U_0 .

Cu ajutorul formulei (6.2) se poate deduce, de asemenea, și caracteristica drenă-poartă a tranzistorului, în regiunea lină, care

¹ Conform ecuației (6.1), după ce trece prin maxim, curentul I_d trebuie să înceapă să descrească. Această concluzie, care este greșită, se explică prin faptul că modelul pe baza căruia s-a obținut expresia (6.1) este valabil numai pînă la momentul cînd se produce penetrația totală a canalului tranzistorului dat.

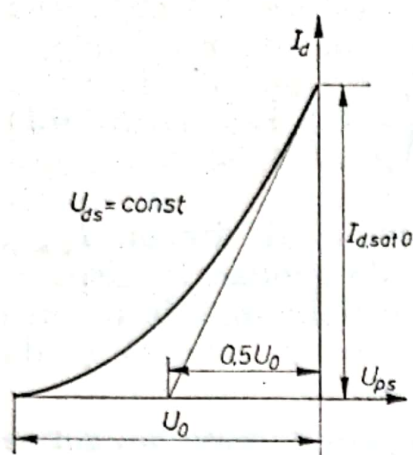


Fig. 6.6. Caracteristica drenă-poartă a tranzistorului cu joncțiune poartă $p-n$ de comandă (canal de tipul n).

exprimă dependența curentului de drenă, I_d , în funcție de tensiunea poartă-sursă, U_{ps} , atunci când tensiunile pe ceilalți electrozi rămân neschimbate. Pentru tranzistorii cu canalul de tipul n , această caracteristică este reprezentată în figura 6.6. Caracteristica drenă-poartă reprezintă o parabolă, al cărui vîrf este deplasat în punctul $-U_0$.

Vom remarca faptul că pentru un tranzistor avînd canalul de conductanță electronică, polaritatea tensiunilor și sensul curentului de drenă și de poartă coincid cu polaritatea tensiunilor și sensul curentului anodic și al grilei de comandă a unui tub electronic, pe cînd în cazul unui tranzistor cu canalul avînd conducția de goluri, parametrii respectivi au semnele contrarii în cele două feluri de dispozitive.

Așadar, caracteristicile volt-amperice ale unui tranzistor cu efect de cîmp sînt suficient de complet definite prin valorile intensității curentului de saturație, pentru o tensiune de polarizare aplicată pe poartă egală cu zero, I_{dsat0} , și a tensiunii de tăiere U_0 , valori care sînt cuprinse în tabelele de date tehnice ale dispozitivului.

Expresiile analitice de definiție ale curentului de saturație, I_{dsat0} , și tensiunii de tăiere, U_0 , se pot obține cunoscînd geometria tranzistorului și distribuția impurităților din joncțiunea poartă $p-n$. Acestea din urmă sînt determinate de tehnologia de fabricație a dispozitivelor. În prezent, s-au impus, în fabricarea tranzistorilor cu efect de cîmp cu poartă joncțiune $p-n$, cu precădere, două metode tehnologice de realizare a canalului conductor: creșterea epitaxială a canalului și metoda dublei difuzii.

În cadrul tehnologiei epitaxiale [72], pe suprafața unui cristal semiconductor, care servește drept suport, se crește un strat epitaxial avînd conducție de tip contrar, care va servi drept canal. Poarta tranzistorului, care acoperă canalul din partea de deasupra (figura 6.7, *a*), se obține, fie prin creșterea unui nou strat epitaxial, fie pe calea dopării, prin difuzie, cu impurități. Dacă suportul este un semiconductor de tipul p , de exemplu, atunci se crește un canal de tipul n cu o poartă de tip p . În cadrul epitaxiei, impuritățile din canal se distribuie în mod uniform (figura 6.7, *b*). De obicei, concentrația impurităților este în poartă incomparabil mai mare față de concentrația impurităților din canal. Din această cauză, la aplicarea unei tensiuni de polarizare inversă, pe joncțiunea $p-n$ poartă, stratul de sarcină spațială se extinde, ocupînd aproape în întregime regiunea canalului. Suportul este deseori legat electric cu poarta.

În cazul fabricării tranzistorilor prin metoda dublei difuzii, de altfel, ca și în cazul depunerii epitaxiale, se folosește drept suport o plăcuță semiconductoră ușor aliată [73]. În suport (de pildă siliciu de tip n), se aplică două difuzii consecutive. Canalul se realizează în cadrul primei difuzii, cînd în plăcuță se introduce impuritatea acceptoare, dînd naștere astfel semiconductorului de tip p (figura 6.8). În cadrul celei de a doua difuzii, care se realizează pe o adîncime mai mică față de prima, prin introducerea impurității donoare, de concentrație relativ ridicată, se obține poarta de tipul n .

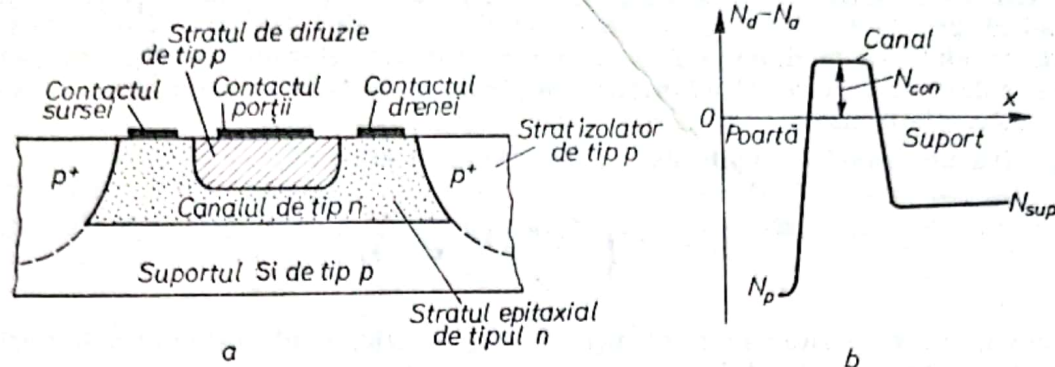


Fig. 6.7. Transistor epitaxial cu joncțiune poartă $p-n$ de comandă :

a — secțiune prin tranzistor; b — distribuția impurităților în poartă (N_p), în canal (N_c) și în suport (N_{sup}).

Distribuția impurităților în cadrul celor două operații succesive este reprezentată în figura 6.8, b . Dat fiind că regiunea porții este mai puternic aliată decât regiunea activă a canalului, stratul de trecere se extinde, în cazul polarizării inverse a joncțiunii $p-n$, în principal, în regiunea canalului. Aceasta mărește sensibilitatea tranzistorului față de variațiile tensiunii aplicate pe poartă. Deseori suportul se leagă electric cu poarta. Modificarea tensiunii aplicate pe suport nu influențează, practic, funcționarea tranzistorului, deoarece suportul are, de regulă, o conductivitate electrică redusă.

Prin creșterea epitaxială și dublă difuzie se obțin tranzistorii cu structură planară. La aceștia, poarta acoperă canalul numai dinspre partea suprafeței cristalului.

Tensiunea de tăiere a unui tranzistor cu poartă joncțiune $p-n$, poate fi evaluată din condiția

$$W_{can} = W_j, \quad (6.4)$$

al cărei sens fizic constă în următoarele: la tensiunea U_0 , joncțiunea extinzându-se pînă la lărgimea W_j , acoperă canalul de grosime W_{can} .

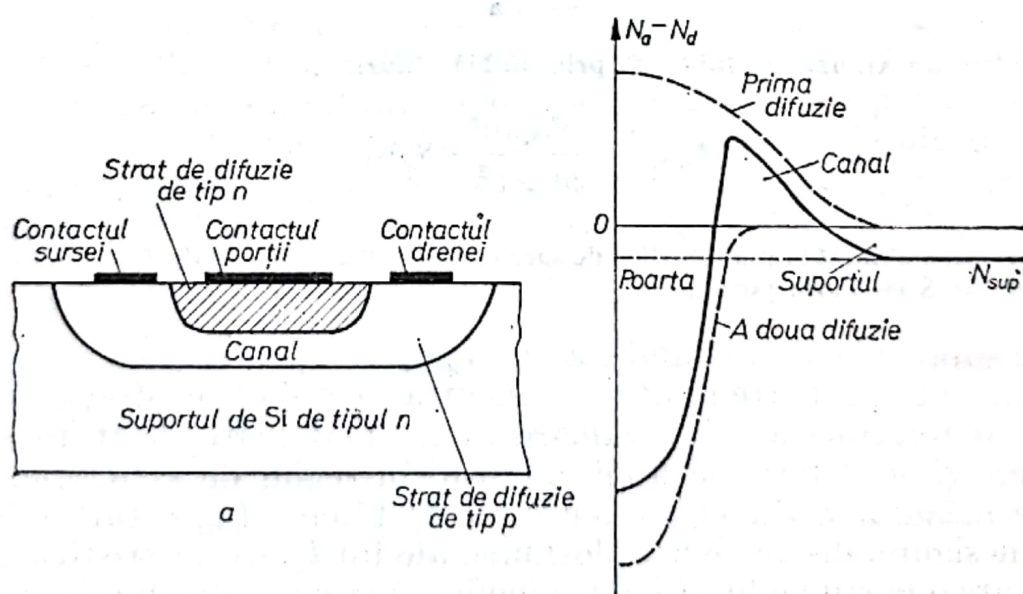


Fig. 6.8. Transistor cu joncțiune de comandă $p-n$, realizat prin dublă difuzie :

a — secțiune prin tranzistor; b — distribuția impurităților în poartă, în canal și în suport.

Pentru un tranzistor epitaxial se obține o joncțiune $p-n$ abruptă. Într-un tranzistor realizat prin dublă difuzie, concentrația impurităților din stratul de trecere, care acoperă canalul, scade după o lege aproape liniară. Determinând lărgimea joncțiunii W_j (vezi § 3.6), pe baza condiției (6.4), se poate arăta că tensiunea de tăiere se exprimă prin următoarele formule:

pentru un tranzistor epitaxial cu joncțiune în trepte ¹

$$U_0 = \pm \left(\frac{eN_{\text{can}}}{2\epsilon\epsilon_0} W_{\text{can}}^2 - \varphi_D \right); \quad (6.5)$$

pentru un tranzistor fabricat prin dublă difuzie, cînd distribuția impurităților în stratul de trecere este liniară,

$$U_0 = \pm \left(\frac{2ea}{3\epsilon\epsilon_0} W_{\text{can}}^2 - \varphi_D \right), \quad (6.6)$$

unde φ_D este diferența de potențial de contact pe joncțiune, ϵ este permitivitatea dielectrică a mediului din stratul de trecere, N_{can} este concentrația impurității în canal, iar

$$a = \frac{\Delta N_{\text{can}}}{\Delta W_{\text{can}}}$$

este panta medie a variației concentrației impurităților în stratul de trecere.

Semnul plus se ia pentru canalul de tip p , iar semnul minus — pentru un canal de tipul n .

Curentul de saturație, atunci cînd tensiunea de deplasare este zero, $I_{d\text{sato}}$ este dat de următoarele formule [9]:

pentru tranzistorul epitaxial,

$$I_{d\text{sato}} = \frac{e\mu_{0d}}{6\epsilon_0\epsilon L_{\text{can}}^2} S_p N_{\text{can}}^2 W_{\text{can}}^2, \quad (6.7)$$

pentru un tranzistor fabricat prin dublă difuzie,

$$I_{d\text{sato}} = \frac{e^2\mu_{0d} a^2}{40\epsilon_0\epsilon L_{\text{can}}^2} S_p W_{\text{can}}^4, \quad (6.8)$$

unde, μ_{0d} este mobilitatea purtătorilor de sarcină majoritari din canal, L_{can} este lungimea canalului, iar S este aria porții.

Măsurarea experimentală a lui $I_{d\text{sato}}$ se poate face destul de ușor: sursa fiind scurtcircuitată cu poarta, se aplică pe drena tranzistorului o tensiune a cărei valoare să fie mai mare decît tensiunea de tăiere și se determină apoi curentul în regim de saturație. Dacă se face măsurarea directă a tensiunii de tăiere, U_0 , rezultatele sînt foarte nesigure, deoarece la valori mici ale lui I_d , caracteristica drenă-poartă are o porțiune foarte puțin înclinată (vezi curba din figura 6.6).

¹ Formula (6.5) a fost obținută pentru prima dată de către Shockley [70].

Tensiunea U_0 poate fi determinată mai simplu și totodată, mai precis, printr-o metodă indirectă, aplicînd formula

$$U_0 \approx 2 \frac{I_{dsat0}}{S_{max}}, \quad (6.9)$$

pentru care este necesar să se măsoare în prealabil intensitatea curentului de saturație I_{dsat0} și panta maximă a caracteristicii tranzistorului,

$$S_{max} = \left(\frac{I_c}{U_{ps}} \right)_{U_{ps}=0}.$$

Din graficul reprezentat în figura 6.6 se vede că tangenta la caracteristica drenă-poartă taie pe axa tensiunilor, în punctul $U_{ps} = 0$, un segment egal cu $0,5 U_0$. Panta tangentei este egală cu mărimea S_{max} . Tocmai pe aceste particularități ale caracteristicii drenă-poartă (care reprezintă o parabolă) se bazează metoda indirectă de determinare a tensiunii de tăiere după formula (6.9).

6.3. TRANZISTORUL CU EFECT DE CÎMP, CU STRUCTURĂ METAL-DIELECTRIC-SEMICONDUCTOR (TRANZISTORUL MIS)

Să studiem tranzistorul cu efect de câmp avînd structura metal-dielectric (izolator)-semiconductor (tranzistorul MIS) pe suport semiconductor de tipul n , a cărui secțiune este prezentată în figura 6.9 [74]. Pentru construcția acestui tranzistor se utilizează, de obicei, un suport de siliciu avînd rezistivitatea cuprinsă între 1 și $10 \Omega \cdot \text{cm}$. După oxidare, pe suprafața suportului ia naștere o pătură subțire de dielectric din bioxid de siliciu, SiO_2 . Prin ferestrele din dielectric se creează în suport, aplicînd metoda difuziei, două regiuni puternic dopate, de tipul p , cu o concentrație superficială a impurităților

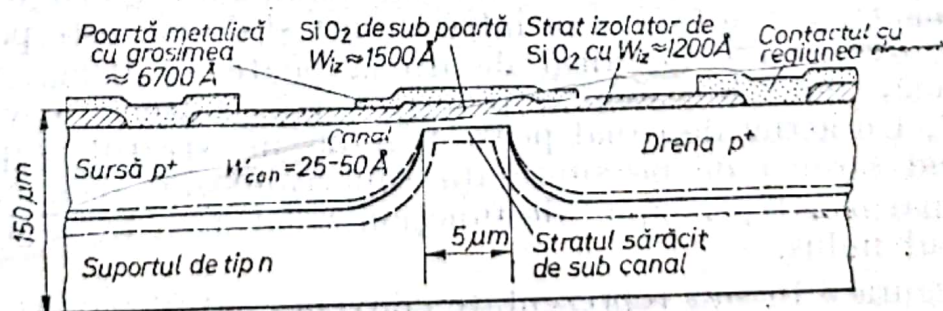


Fig. 6.9. Schema secțiunii transversale a unui tranzistor MOS.

acceptoare de $10^{18} - 10^{20}$ at./cm³. Una dintre aceste regiuni obținute prin difuzie este folosită ca sursă, iar cealaltă — ca drenă. Distanța dintre ele este de ordinul lui 5—10 microni. Dacă însă dispozitivul este destinat a fi folosit ca rezistor, a cărui rezistență să poată fi modificată prin tensiunea aplicată pe poartă, distanța dintre drenă și sursă este mărită la 25—50 microni. Stratul metalic aplicat deasupra dielectricului, care acoperă plăcuța de semiconductor pe porțiunea dintre sursă și drenă are rolul de poartă (figura 6.9). Contacte care să nu aibă proprietăți redresoare (să fie ohmice) și care leagă electrozii, cât și poarta metalică a tranzistorului, se obțin prin depunerea metalului din faza de vapori.

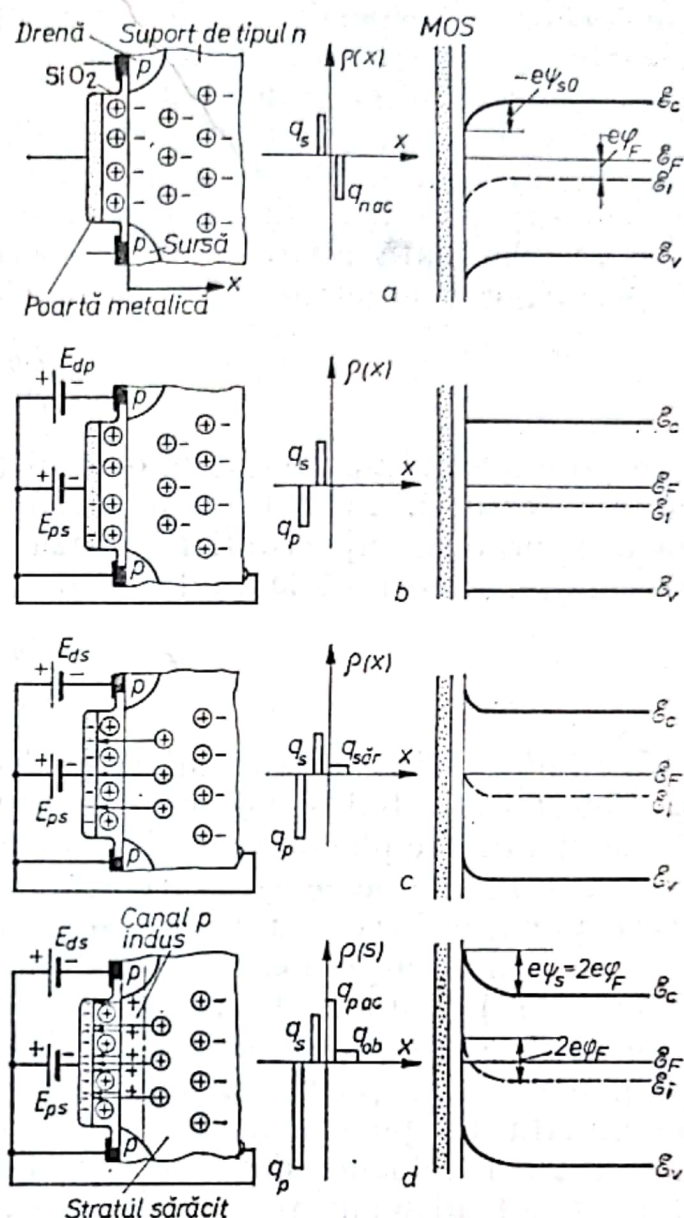
După cum se știe (vezi § 2.4), din cauza modificării structurii cristaline și a adsorbției impurităților pe suprafața dielectricului, iau naștere defectele, care conduc la apariția nivelurilor superficiale de tipul donor sau de tipul acceptor. Condițiile pe limitele de separație dintre siliciul, Si, și bioxidul de siliciu, SiO₂, sînt de așa natură, încît pe suprafața siliciului iau naștere, de regulă, niveluri donoare, capabile să cedeze electroni. Stratul imediat de sub suprafață se îmbogățește cu electroni. Aceasta conduce la formarea sarcinii spațiale și a cîmpului electric corespunzător în stratul superficial. Nivelurile energetice de la suprafață se curbează în jos (vezi figura 2.1). Dacă drept suport este folosit siliciul de tip *p*, atunci captarea golurilor de către nivelurile superficiale și îmbogățirea stratului care se află imediat sub suprafață, cu electroni, de data aceasta determină formarea în acest strat a unui canal inițial cu o conductanță de tipul *n*. În acest caz se obține un tranzistor MOS cu canal inițial, al cărui principiu de funcționare îl vom analiza ceva mai tîrziu.

Și în suportul de siliciu de tipul *n*, pasivizat prin bioxidul de siliciu, de asemenea, are loc o îmbogățire cu electroni a stratului adiacent suprafeței. Dacă poarta unui astfel de dispozitiv se scurt-circuitează cu sursa și se conectează sursa de alimentare între sursa tranzistorului și дрена acestuia, atunci prin circuitul dreniei va trece un curent neglijabil de mic, care reprezintă curentul de scurgere. Îmbogățirea cu electroni a stratului imediat dedesubtul suprafeței, care provoacă o creștere a conductibilității sale electrice, nu determină o creștere și a curentului din circuitul de drenă, dat fiind că joncțiunea *n-n* a dreniei, care se formează între suport și drenă, este polarizată invers. ~~Curentul din circuitul de drenă poate să atingă valoarea sa maximă, numai în cazul cînd între sursă și drenă se va forma un canal. Un astfel de canal poate fi indus în stratul superficial, modificînd sarcina de pe suprafața suportului. Pe acest procedeu este tocmai bazat principiul de funcționare al unui tranzistor MOS cu canalul indus.~~

În figura 9.10 sînt reprezentate convențional distribuția nivelurilor la care se află donorii, electronii și golurile, a densității sarcinii

Fig. 6.10. Schema secțiunii transversale a unui tranzistor MOS cu canal indus, de tip p , care redă convențional poziția relativă a nivelurilor donoare ($\oplus$), a electronilor liberi ($-$) și a golurilor ($+$), a densității lor de sarcină, $\rho(x)$ și diagrama nivelurilor lor energetice, pentru diferite tensiuni de polarizare inversă, aplicate pe poartă :

a - $E_{ps} = 0$; b - $E_{ps} = -\psi_{supr}$;
c - $E_{ps} = -(\psi_{supr} + \varphi_F)$; d - $E_{ps} = U_{prag}$.



lor $\rho(x)$ cît și diagramele lor energetice, care ilustrează formarea canalului de tipul p în stratul superficial de siliciu de tipul n , folosit drept substrat al unui tranzistor MOS cu canal indus. Pe limita de separație siliciu-oxid, nivelurile superficiale acționează ca niște donori ionizați¹, care formează o sarcină pozitivă cu densitatea $q_s = eN_s$. (După datele lucrării [75], densitatea stărilor superficiale N_s este egală cu circa $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.) Sub acțiunea acestei sarcini, electronii încărcăți negativ se deplasează din volumul suportului de semiconductor, acumulîndu-se la suprafață. Sarcina pozitivă a

¹ În figura 6.10 ionii donori sînt reprezentați prin cerculețe cu semnul „+”, electronii liberi și golurile — fără cerculețe, fiind notate corespunzător cu semnele „-” și „+”.

nivelurilor superficiale, q_s , este complet compensată de sarcina negativă a electronilor acumulați, q_{nac} , astfel încît dispozitivul ca întreg rămîne electric neutru.

Prin urmare, în starea de echilibru (tensiunea de deplasare pe poartă, U_{ps} , și tensiunea pe drenă, U_{ds} , sînt egale cu zero) în stratul suportului, adiacent porții, se acumulează electroni (figura 6.10, a). Totodată apare cîmpul electric care determină o curbare a nivelurilor energetice în jos cu mărimea $-e\psi_{s0}$ (unde,

$$\psi_{s0} = \frac{q_{s0}}{C_0}$$

este potențialul suprafeței suportului în raport cu potențialul volumului acestuia). Poarta metalică, dielectricul (SiO_2) și substratul de la suprafața suportului formează un condensator plan, a cărui capacitate, raportată la unitatea de arie, va fi :

$$C_0 = \frac{\varepsilon_d \varepsilon_0}{W_d},$$

(W_d fiind grosimea stratului de dielectric, iar ε_d — permitivitatea sa dielectrică). Modificînd cu ajutorul tensiunii de polarizare sarcina de pe una dintre plăcile acestui condensator (poarta metalică), putem varia sarcina de pe cealaltă armătură, adică putem modifica concentrația purtătorilor de sarcină din substratul de la suprafața suportului.

La aplicarea pe poartă a unei tensiuni negative, electronii liberi, acumulați în suport la frontiera siliciu-oxid, sînt respinși către interiorul semiconductorului, în profunzimea acestuia. Cînd tensiunea de deplasare pe poartă, E_z , devine egală cu ψ_{s0} , sarcina negativă acumulată pe poarta metalică compensează în întregime sarcina pozitivă a nivelurilor donoare, astfel încît sarcina electronilor liberi din stratul adiacent porții devine egală cu zero. Totodată zonele energetice se îndreaptă, devenind plane (figura 6.10, b), iar concentrația electronilor și a golurilor, din stratul de dedesubtul suprafeței (substratul superficial), devine de aceeași mărime, ca și în volumul suportului.

Dacă se mărește, în continuare, densitatea de sarcină pe poartă, q_s (prin creșterea în valoare absolută a tensiunii de polarizare inversă, E_z), atunci surplusul de sarcină, $|q_p| - |q_s|$, va favoriza o respingere și mai puternică a electronilor din stratul suportului, care se află lîngă poartă. Sărăcirea acestui strat se va continua pînă în momentul în care densitatea de sarcină a ionilor pozitivi, ai impurităților donoare, q_{sar} , va deveni egală cu diferența

$$|q_p| - |q_s|,$$

adică,

$$q_{sar} + q_p + q_s = 0.$$

Cînd tensiunea de polarizare aplicată porții atinge mărimea ¹⁾ $\psi_s + \psi_F$, suprafața semiconductorului capătă conductibilitatea sa electrică intrinsecă ($n_s = p_s$). Totodată nivelul Fermi $\mathcal{E}_F$ de la suprafață coincide cu nivelul $\mathcal{E}_i$ (vezi figura 6.10, c). Sarcina pe poartă compensează sarcina nivelurilor donoare de la suprafață, cît și sarcina pozitivă a ionilor din stratul sărăcit ce ia naștere imediat sub suprafață.

Creșterea în continuare a tensiunii de polarizare inversă, pe poartă, determină o acumulare de goluri mobile în stratul superficial. Într-un substrat cu conducție electronică ia naștere un strat de inversiune cu conducție de goluri, care va forma un canal de tipul p , ce va lega sursa cu drena (figura 6.10, d). Prin urmare se induce un canal prin care se deplasează sub acțiunea sursei de alimentare purtătorii majoritari dinspre sursă spre poartă (în acest caz golurile), care dau naștere curentului din circuitul drenei.

Pe măsura pătrunderii în adîncimea semiconductorului, concentrația golurilor induse scade, astfel încît la o anumită adîncime, egală cu grosimea canalului, semiconductorul va avea conductibilitate electrică intrinsecă. Urmează apoi stratul de trecere, sărăcit de purtătorii de sarcină mobili și, în fine, volumul principal al suportului cu conducția sa electronică, inițială. Rezultă deci că atît canalul cît și sursa și drena, care reprezintă regiunile active ale tranzistorului, sînt izolate de restul volumului principal al suportului prin joncțiuni $p-n$, polarizate în sens invers, sub acțiunea diferenței de potențial aplicate între electrozii respectivi și suportul tranzistorului.

În exemplul examinat, tipul conducției canalului diferă de tipul conducției suportului. Ar trebui să subliniem că acest fapt este o particularitate caracteristică tranzistorilor MIS actuali, construiți pe un suport de semiconductor.

Tensiunea porții la care se induce canalul, U_{prag} , se numește tensiune de prag. Această tensiune poate fi determinată [74] folosind formula

$$U_{\text{prag}} = - \frac{q_s + q_{\text{săr}}}{C_0},$$

al cărei sens fizic este următorul: U_{prag} este dat de valoarea tensiunii de polarizare, care determină o acumulare de sarcină pe poartă (q_p), capabilă să neutralizeze atît sarcina nivelurilor de pe suprafață (q_s), cît și sarcina ionilor (q_{vol}) din stratul sărăcit, adiacent porții. Orice tensiune suplimentară aplicată pe poartă, care depășește U_{prag} ,

¹⁾ Aici

$\varphi_F = - \frac{\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_F}{e}$ este potențialul Fermi, care determină poziția nivelului Fermi, $\mathcal{E}_F$, în raport cu mijlocul zonei interzise, $\mathcal{E}_i$.

crează o sarcină pe poartă, care trebuie neutralizată, egală ca mărime cu sarcina purtătorilor induși în canal.

Este cazul să subliniem faptul că inducerea canalului nu are loc dintr-o dată (adică, în așa fel ca la o anumită valoare bine determinată a tensiunii pe poartă, toți purtătorii să fie complet îndepărtați din canal, iar la o creștere oricât de mică a tensiunii pe poartă, în canal să apară instantaneu stratul de inversiune). Canalul apare treptat, pe măsura creșterii tensiunii pe poartă. Pentru a elimina ambiguitatea în definiția mărimii U_{prag} , în calculele practice se ia drept U_{prag} acea tensiune pentru care potențialul superficial, ψ_s , devine egal cu dublul mărimii potențialului Fermi, φ_F . Totodată, nivelul Fermi, $\mathcal{E}_F$, de la suprafață, se deplasează față de nivelul $\mathcal{E}_i$, cu o valoare egală cu $-e\varphi_F$ (figura 6.10, d). Aceasta înseamnă că în stratul superficial concentrația golurilor este mai mare decât cea a electronilor, adică de fapt canalul este deja indus și în el există goluri cu o densitate de sarcină q_{pac} , egală cu densitatea sarcinii impurităților din suport. Tensiunea de prag a tranzistorului, U_{prag} , se definește ca tensiunea de deplasare care induce pe poartă o sarcină egală cu cea necesară pentru neutralizarea totală a sarcinii nivelurilor superficiale, q_s , a sarcinii stratului sărăcit, $q_{\text{săr}}$, cit și a sarcinii purtătorilor mobili, q_{pac} , din stratul de inversiune — canalul, atunci cînd concentrația lor este egală cu concentrația impurităților din suport:

$$U_{\text{prag}} = - \frac{q_s + q_{\text{vol}} + q_{\text{pac}}}{C_0}. \quad (6.10)$$

Ținînd seama că

$$\frac{q_s}{C_0} = \psi_{s0}; \quad \frac{q_{\text{pac}}}{C_0} = 2\varphi_F; \quad \frac{q_{\text{săr}}}{C_0} = \pm \frac{W_d}{\epsilon_0 \epsilon_d} \sqrt{2e \epsilon_{\text{sp}} \epsilon_0 N_{\text{sp}} |\psi_s|},$$

formula (6.10) poate fi adusă la forma

$$U_{\text{prag}} = - \left[\psi_{s0} + 2\varphi_F \pm \frac{W_d}{\epsilon_0 \epsilon_d} \sqrt{2e \epsilon_{\text{sp}} \epsilon_0 N_{\text{sp}} |\psi_s|} \right] \quad (6.11)$$

(semnul plus se ia pentru ultimul termen, în cazul cînd suportul este de tip n , iar semnul minus, pentru un suport de tipul p). La deducerea formulei (6.11) s-a presupus că stratul sărăcit reprezintă o trecere în trepte cu o densitate de sarcină egală cu

$$q_{\text{vol}} = e N_{\text{sp}} W_{\text{sp}p}.$$

După cum se știe (vezi § 3.6), lărgimea unei astfel de treceri este dată de expresia

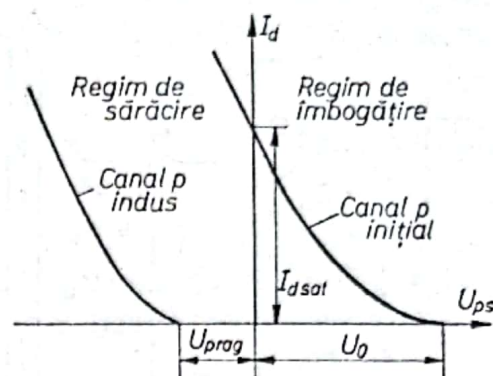
$$W_{\text{sp}p} = \sqrt{2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_{\text{sp}} \psi_s}{e N_{\text{sp}}}},$$

unde ϵ_{sp} și N_{sp} sînt permitivitatea dielectrică și respectiv concentrația în suport; ψ_s este diferența de potențial de contact pe trecere, egală cu diferența de potențial dintre suprafață și volum. În cazul cînd tensiunea de polarizare este egală cu cea de prag, această diferență de potențial va fi egală cu

$$\psi_s = 2\varphi_F.$$

La creșterea tensiunii U_{ps} peste cea de prag, curentul I_d crește (figura 6.11). Această creștere a curentului I_d se produce nu datorită lărgirii canalului (după cum se întîmplă aceasta la tranzistorii cu joncțiune comandată $p-n$), ci ca rezultat al creșterii concentrației

Fig. 6.11. Caracteristicile drenă-poartă ale unui tranzistor MOS cu canal p .



purătorilor de sarcină mobili din canal. Cu creșterea tensiunii U_{gs} , lărgimea canalului practic nu se modifică (în cazul unor tensiuni de deplasare apropiate de U_{prag} , ea se stabilizează la nivelul a 25–50 Å).

Un tranzistor cu canal inițial se deosebește de tranzistorul cu canal indus prin faptul că în primul dintre ei stratul conductor de inversiune de dedesubtul porții este obținut, fie prin difuzia impurității în suport, fie în contul nivelurilor superficiale care contribuie la îmbogățirea acestui strat cu goluri, într-un suport de tip n , sau cu electroni, în cazul când suportul este de tipul p . Din această cauză, prin circuitul de drenă al unui tranzistor cu canal inițial, curentul electric poate circula și atunci când tensiunea de polarizare pe poartă este egală cu zero.

În figura 6.11 este reprezentată caracteristica drenă-poartă a unui tranzistor cu canal inițial, de tipul p . Din această caracteristică se vede că cu creșterea tensiunii de polarizare negativă, curentul de drenă crește și numai când tensiunea de polarizare este pozitivă și atinge o valoare egală cu tensiunea de tăiere, U_0 , curentul de drenă, I_d , încetează să mai circule. La această tensiune, sarcina pozitivă, acumulată pe poartă, ca efect al conectării sursei de polarizare, respinge aproape în întregime golurile din stratul aderent porții, canalul dispăre, iar curentul se întrerupe.

În figura 6.12 sînt reprezentate graficele care ilustrează efectul tensiunii aplicate pe poartă, asupra funcționării unui tranzistor MOS cu canal inițial de tip n . În starea de echilibru (figura 6.12, a) sarcina nivelurilor superficiale (cu densitatea q_s) este compensată de sarcina electronilor liberi, acumulați în canal și de către sarcina ionilor negativi de impuritate din stratul sărăcit :

$$q_s + q_{nac} + q_{vol} = 0.$$

Totodată, în vecinătatea suprafeței cristalului ia naștere un câmp electric care curbează zonele energetice din stratul de semiconductor aderent porții.

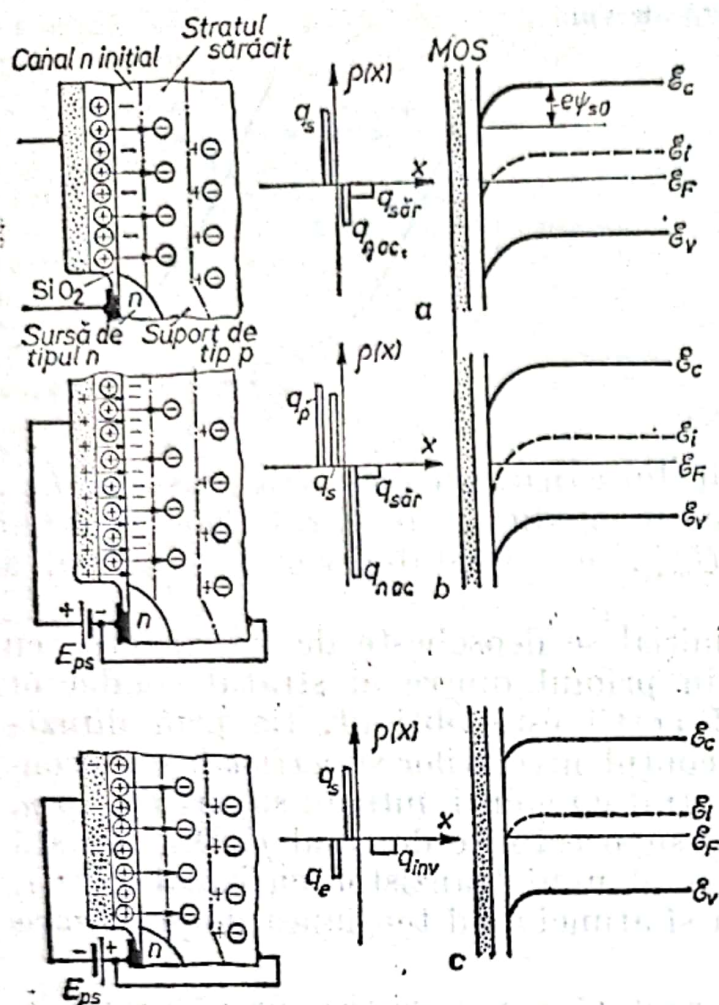


Fig. 6.12. Imaginea secțiunii transversale a unui tranzistor MOS cu canal inițial de tipul n , care ilustrează schematic aranjarea purtătorilor de sarcină mobili, și imobili, densitățile lor de sarcină și diagramele nivelurilor sale energetice, pentru diferite valori ale tensiunii de polarizare aplicate pe poartă :

$a - E_{ps} = 0$; $b - E_{ps} > 0$; $c - E_{ps} = -U_0$.

Dacă pe poarta unui asemenea dispozitiv se aplică o tensiune de polarizare pozitivă, atunci va avea loc o îmbogățire a canalului cu electroni (figura 6.12, b), iar curentul de drenă va crește. Concentrația electronilor din canal se va mări, în acest caz, atât de mult, încât creșterea sarcinii lor să fie suficientă pentru a compensa sarcina pozitivă acumulată pe poarta metalică a tranzistorului. Acest regim de funcționare poartă numele de regim de îmbogățire. Vom menționa că în același regim funcționează și tranzistorul MIS cu canal indus.

Cînd pe poartă se aplică o tensiune de deplasare negativă, o parte a electronilor fiind respinși din canal, acesta va fi sărăcit (iar curentul de drenă va deveni mai mic decît atunci cînd deplasarea este zero). Acest regim de funcționare este propriu numai tranzistorilor cu canal inițial, fiind denumit regim de sărăcire.

Pe măsura creșterii deplasării negative pe poartă, canalul este tot mai sărăcit de electroni, din care cauză curentul de drenă descrește. Atunci cînd această tensiune de polarizare negativă crește atât de mult încît sarcina negativă acumulată pe poartă, sub acțiunea sursei de tensiune de polarizare, devine egală cu sarcina electronilor care umpleau canalul în starea de echilibru, adică în canal aproape că

nu mai rămân electroni, astfel încît curentul din circuitul de drenă se întrerupe. În acest caz, sarcina nivelurilor superficiale este complet compensată de sarcina acumulată pe poartă, cît și de sarcina stratului sărăcit (figura 6.12, c), adică

$$q_s + q_p + q_{vol} = 0, \quad (6.12)$$

deci sarcina electronilor liberi, $q_{nac} = 0$.

Această tensiune poartă numele de tensiune de tăiere. Plecînd de la ecuația (6.12) se poate arăta că tensiunea de tăiere a unui tranzistor cu canal inițial este definită de următoarea expresie¹

$$U_0 = - \left[\psi_{s0} \pm \frac{W_d}{\epsilon_0 \epsilon_a} \sqrt{2e \epsilon_{sup} \epsilon_0 N_{sup} |\psi_s|} \right] \quad (6.13)$$

(semnul plus se ia pentru un suport de tipul n , iar semnul minus, pentru un suport de tip p): în calculele practice se poate considera

$$\psi_s = \psi_F.$$

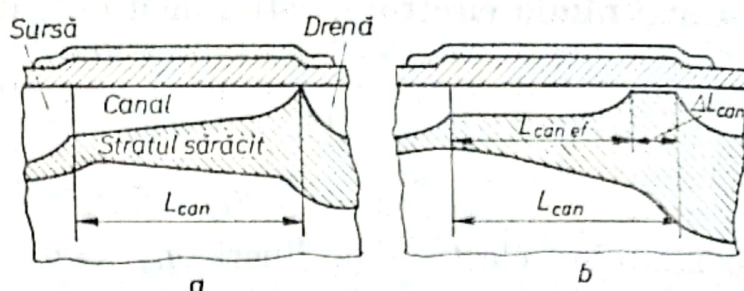
La deducerea formulelor (6.13) și (6.11) s-a ținut seama numai de diferența de potențial ψ_{s0} , care ia naștere sub acțiunea stărilor superficiale. Pe de altă parte însă, modificarea sarcinii purtătorilor mobili din canal este determinată nu numai de efectul stărilor superficiale, ci și de efectul diferenței de potențial de contact, care apare în cadrul structurii MIS datorită diferenței dintre lucrurile de ieșire ale metalului, dielectricului (izolatorului) și semiconductorului. Tocmai aceasta este cauza faptului că tensiunea de prag cît și tensiunea de tăiere depind de materialul din care este realizată poarta [9]. Efectul sarcinii purtătorilor mobili acumulați în canal, datorită diferenței dintre lucrul lor de ieșire, poate fi evaluat, înlocuindu-l în formulele respective pe ψ_{s0} prin mărimea rezultantă, care să cuprindă atît efectul stărilor superficiale cît și diferența de potențial de contact.

Să analizăm modul în care se va modifica curentul de drenă, I_d , în funcție de tensiunea pe drenă, U_{ds} , pentru o valoare constantă a tensiunii de deplasare aplicată pe poartă ($U_{gs} = \text{const}$). Dacă variînd pe U_{ds} , lărgimea canalului ar rămîne constantă, și nici concentrația purtătorilor de sarcină majoritari din canal, de asemenea, nu s-ar modifica, atunci dependența lui I_d față de U_{ds} s-ar exprima printr-o funcție liniară. La tensiuni mici, se și constată tocmai o astfel de dependență. Cu creșterea însă a lui U_{ds} , concentrația purtătorilor majoritari din canal (în special din acea parte a sa, care se află mai aproape de drenă) se micșorează, ceea ce are drept consecință

¹ Această relație se poate obține exact la fel cum a fost dedusă și formula (6.11),

Fig. 6.13. Modificarea lărgimii canalului odată cu creșterea tensiunii pe drenă:

a - $U_{ds} = U_{dpen}$; b - $U_{ds} > U_{dpen}$.



o încetinire a creșterii curentului I_d . Micșorarea concentrației purtătorilor majoritari se explică prin faptul că gradientul de tensiune din canal determină o micșorare a tensiunii de polarizare a porții de-a lungul canalului, pe măsură ce ne apropiem de drenă. După cum se știe, tocmai cu ajutorul acestei polarizări, determinată de diferența de potențial dintre poartă și canal, se și realizează modularea concentrației purtătorilor majoritari în canal. La tensiuni U_{ds} apropiate de valoarea

$$U_{dprag} = U_{ps} - U_{prag}$$

(pentru tranzistorii cu canal indus), sau de

$$U_{dprag} = U_{ps} - U_0,$$

(pentru tranzistorii cu canal inițial), concomitent cu reducerea concentrației purtătorilor, are loc o îngustare a canalului în vecinătatea drenei, acolo unde tensiunea de polarizare a porții are valoarea cea mai mică. Atunci cînd tensiunea pe drenă devine egală cu U_{dpen} , canalul este complet penetrat în vecinătatea drenei, ceea ce face ca creșterea curentului I_d , practic, să înceteze (figura 6.13, a). Creșterea în continuare a lui U_{ds} determină o creștere a lungimii de canal penetrat, însoțită de o creștere neînsemnată a curentului de drenă, I_d (figura 6.13, b).

Se poate arăta [74], că la tensiuni pe drenă, care să nu depășească tensiunea de penetrare totală a canalului U_{dpen} , variația curentului de drenă, I_d , în funcție de tensiunile aplicate pe electrozii tranzistorului, este descrisă de relația

$$I_d = \frac{\epsilon_0 \epsilon_a \mu_{0a} S_p}{2W_a L_{can}^2} (2U_{dpen} U_{ds} - U_{ds}^2), \quad (6.14)$$

în care,

$$U_{dpen} = U_{pd} - U_{prag}$$

pentru tranzistorii cu canal indus, și

$$U_{dpen} = U_{ps} - U_0$$

pentru tranzistorii cu canal inițial.

Pentru tensiuni aplicate pe drenă, care depășesc în valoare absolută tensiunea de penetrație totală U_{dpen} , ecuația pentru curentul I_d se poate obține din relația (6.14), din care rezultă că pentru,

$$U_{ds} = U_{dpen},$$

curentul I_d atinge valoarea sa maximă, dată de formula ¹

$$I_d = \frac{\epsilon_0 \epsilon_d \mu_{0d} S_p}{2W_d L_{can}^2} U_{dpen}^2. \quad (6.15)$$

Formula (6.15) exprimă cu suficientă precizie intensitatea curentului de drenă, I_d , în momentul penetrării canalului. Deoarece în porțiunea lină a caracteristicii de drenă, curentul I_d practic nu variază, formula (6.15) poate fi utilizată pentru calcularea caracteristicii de drenă și în porțiunea lină a ei.

În figura 6.14 sînt reprezentate familiile de caracteristici de drenă pentru tranzistorii MIS de putere mică, cu canal indus (figura 6.14, a), și cu canal inițial (figura 6.14, b), ambii de tipul p .

Tot cu ajutorul formulei (6.15) se calculează și caracteristica tranzistorului pentru tensiuni

$$U_{ds} \geq U_{dpen}.$$

Pentru tranzistorii care au canal de tip p , fie indus, fie inițial, aceste caracteristici au fost reprezentate în figura 6.11.

Conductibilitatea canalului, deci și curentul de drenă, poate fi comandat, de asemenea, prin tensiunea de deplasare aplicată pe suport. În timpul funcționării tranzistorului, între canal și volumul suportului, ia naștere o joncțiune $p-n$. Modificînd tensiunea de polarizare a suportului, variază lărgimea joncțiunii $p-n$, ceea ce provoacă

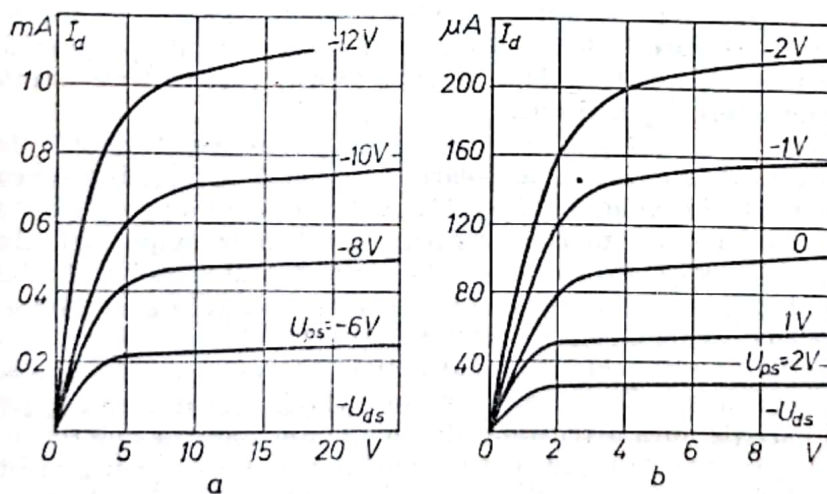


Fig. 6.14. Caracteristicile de drenă ale tranzistorilor cu canal de tip p indus (a) și cu canal inițial (b).

¹ Expresia (6.15) se deduce analog cu relația (6.2) pentru un tranzistor cu poartă joncțiune $p-n$.

o lărgire, sau îngustare, a canalului și deci o variație a curentului de drenă. Suportul acționează în mod analog cu poarta unui tranzistor cu poartă joncțiune $p-n$ (el este uneori denumit poartă inferioară). Rezistența de intrare a acestei porți inferioare este de același ordin ca și rezistența conectată în sens invers a unei diode de suprafață mare, însă considerabil mai mică, față de rezistența porții principale (superioare). Curenții de scurgere, care la poarta principală sînt, practic, egali cu zero, la poarta inferioară pot fi destul de mari, atingînd la temperaturi mai ridicate, cîțiva microamperi [74]. În regim de funcționare nu se recomandă să se aplice tensiunea pe suport, pentru polarizarea directă a joncțiunii, deoarece în acest caz crește considerabil consumul de curent de la sursa de polarizare. Pentru cazul în care tensiunile rămîn neschimbate pe ceilalți electrozi, o creștere a tensiunii de polarizare inversă, aplicată suportului, determină o scădere a curentului de drenă. Efectul aplicării unei tensiuni de polarizare pe suport, U_{sup} , este echivalent cu creșterea diferenței de potențial pe joncțiunea $p-n$.

În formulele (6.11) și (6.13) care exprimă tensiunea de prag și tensiunea de tăiere, pentru $U_{\text{sup}} = 0$, se substituie diferența de potențial pe joncțiune, egală cu potențialul suprafeței, ψ_s , măsurat în raport cu sursa. Dacă însă, între sursă și suport se aplică o tensiune U_{sup} , care polarizează invers joncțiunea $p-n$, atunci diferența de potențial a joncțiunii va crește, practic, cu U_{sup} . La analiza caracteristicilor volt-amperice ale tranzistorului, efectul tensiunii de polarizare inversă aplicată pe suport, poate fi luat în considerație, înlocuind în formulele (6.11) și (6.13) mărimea ψ_s , prin suma $\psi_s + U_{\text{sup}}$.

Rezultă deci că, odată cu creșterea tensiunii de polarizare inversă aplicată suportului, tensiunea de prag a unui tranzistor cu canal indus,

$$U_{\text{prag}} = - \left[\psi_{s0} + 2\varphi_F \pm \frac{W_d}{\epsilon_0 \epsilon_d} \sqrt{2e \epsilon_0 \epsilon_{\text{sup}} |\psi_s + U_{\text{sup}}|} \right] \quad (6.16)$$

crește în valoare absolută, pe cînd tensiunea de tăiere a unui tranzistor cu canal inițial,

$$U_0 = - \left[\psi_{s0} \pm \frac{W_d}{\epsilon_0 \epsilon_d} \sqrt{2e \epsilon_0 \epsilon_{\text{sup}} |\psi_s + U_{\text{sup}}|} \right] \quad (6.17)$$

se micșorează. Aceste rezultate se explică prin creșterea sarcinii de volum din stratul de trecere. Într-un tranzistor cu canalul indus, nu poate avea loc o îmbogățire cu purtători majoritari a canalului, pînă în momentul în care atît sarcina de volum, cit și sarcina nivelurilor de pe suprafață, nu va fi compensată în întregime de sarcina acumulată pe poartă, ceea ce face ca, odată cu creșterea sarcinii de volum, tensiunea de prag să crească și ea. La tranzistorul cu canal inițial, creșterea sarcinii de volum din stratul de trecere, determină o reducere a sarcinii în surplus a nivelurilor de pe suprafață (de deasupra sarcinii de volum), care trebuie compensată de sarcina de pe poartă, pentru a penetra canalul [vezi ecuația (6.12)]. Din această cauză, curentul de drenă se va întrerupe la o tensiune de tăiere U_0 mai mică.

Tensiunea de polarizare pe suport, U_{sup} , influențează și valoarea tensiunii de penetrare pe drenă, U_{apen} . Cu creșterea tensiunii de polarizare inversă, U_{sup} , tensiunea de penetrație totală, U_{apen} , scade în valoare absolută. Aceasta se produce datorită a două cauze: în primul rînd, se micșorează concentrația purtătorilor majoritari din canal, iar în al doilea, canalul se îngustează (deoarece se lărgeste stratul sărăcit). Ambii factori contribuie la micșorarea tensiunii la care se produce penetrarea totală a canalului. Totodată, tensiunea de polarizare U_{sup} are un efect deosebit de pregnant asupra valorii lui U_{apen} , la tensiuni mici aplicate pe poartă, cînd dispozitivul lucrează cu curenți mici. La curenți mici, concentrația purtătorilor de sarcină majoritari din canal este relativ mică. Din această cauză, la o variație dată a tensiunii de polarizare aplicată joncțiunii, stratul sărăcit al acestuia se lărgeste înspre canal, extinzîndu-se mult mai mult, decît în cazul cînd curenții sînt mari (concentrația ridicată a purtătorilor majoritari). Totodată, cu creșterea diferenței de potențial dintre canal și suport, determinată de mărirea tensiunii aplicată pe drenă, lățimea canalului scade brusc, astfel încît acesta va fi complet penetrat, la tensiuni U_{apen} de valoare mai mică.

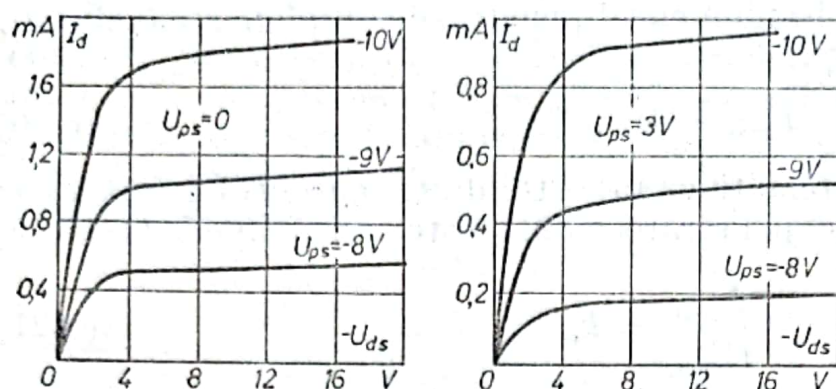


Fig. 6.15. Caracteristicile de drenă ale unui tranzistor MOS pentru două valori diferite ale tensiunii de polarizare aplicată pe suport :

a - $U_{sup_s} = 0$; $U_{sup_s} = 3$ V.

Pentru a ilustra efectul tensiunii de polarizare, aplicată pe suport, în figura 6.15 sînt reprezentate familiile caracteristicilor de drenă ale unui tranzistor MOS pentru două valori diferite ale tensiunii pe suport, $U_{sup_s} = 0$, și $U_{sup_s} = 3$ V.

6.4. COMPARAREA CARACTERISTICILOR TRANZISTORILOR CU EFECT DE CÎMP, DE STRUCTURI DIFERITE

Să comparăm între ei tranzistorii cu efect de cîmp pe poarta joncțiune $p-n$, cu canal indus și cei cu canal inițial. Formal, caracteristicile volt-amperice ale acestor tranzistori pot fi descrise prin aceleași ecuații unice

în regiunea abruptă ($|U_{ds}| \leq |U_{dpen}|$),

$$I_d = k_{penT} (2U_{ap'n}U_{ds} - U_{ds}^2); \quad (6.18)$$

în regiunea de pantă mică ($|U_{ds}| \geq |U_{dpen}|$),

$$I_d = k_{penT} U_{dpen}^2. \quad (6.19)$$

Tensiunea pe drenă de penetrație completă este dată de următoarele formule :

pentru tranzistorii cu poartă joncțiune $p-n$, cu canal inițial,

$$U_{dpen} = U_{sup_s} - U_0;]$$

pentru un tranzistor cu canal indus,

$$U_{dpen} = U_{sup_s} - U_{prag}.$$

Coeficientul de proporționalitate k_{supT} , care exprimă dependența curentului de drenă ca funcție de tensiuni, este determinat de dimensiunile geometrice ale dispozitivului și de parametrii electrofizici ai cristalului semiconductor [vezi, de exemplu, ecuațiile (6.14) și (6.15)].

Toate cele trei genuri de tranzistori cu efect de cîmp reprezintă dispozitive cu caracteristică pătratică în regiunea lină a lor. Riguros vorbind, relația (6.16) definește dependența curentului de saturație

I_{dsat} (curentul de drenă în momentul penetrării complete a canalului), față de tensiunea U_{dpen} :

$$I_{dsat} = k_{penT} U_{dpen}^2 \quad (6.20)$$

Din formula (6.20) rezultă că raportul dintre curentul de saturație și pătratul tensiunii de penetrare totală este o mărime constantă,

$$\frac{I_{dsat}}{U_{dpen}^2} = k_{penT}. \quad (6.21)$$

Acest raport este determinat de parametrii cristalului semiconductor și de geometria dispozitivului, fiind independent de tensiunile de polarizare aplicate pe poartă și pe suport. Variind aceste tensiuni, variază și curentul de saturație, cât și tensiunea de penetrare totală, însă astfel încât acest raport rămâne constant. Din expresia (6.21) mai rezultă, de asemenea, că pentru tranzistorii cu poartă joncțiune $p-n$ și cu canal inițial, adică pentru dispozitivele capabile să conducă curentul la tensiuni pe poartă, nule, coeficientul k_{penT} are un sens fizic bine determinat: el este egal cu raportul dintre curentul de saturație pentru tensiunea de polarizare zero, I_{dsat0} , și pătratul tensiunii de tăiere U_0^2 :

$$k_{penT} = \frac{I_{dsat0}}{U_0^2}. \quad (6.22)$$

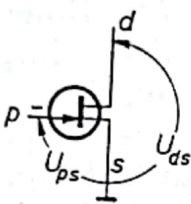
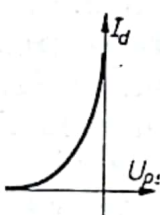
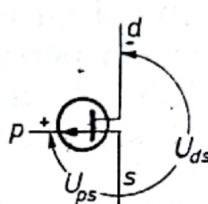
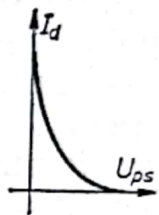
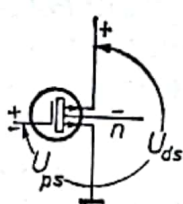
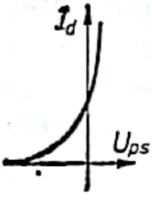
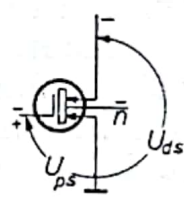
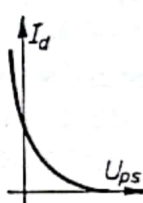
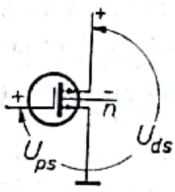
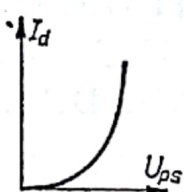
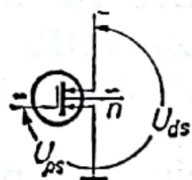
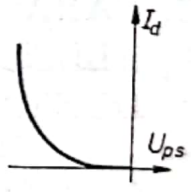
Să comparăm tranzistorii cu structuri diferite, din punctul de vedere al comodității de realizare a comenzii și a polarității legării surselor de alimentare. În tabelul 6.1 este prezentată polarizarea conectării tensiunilor pe drenă și de polarizare a porții, pentru tranzistorii de diferite tipuri.

Tranzistorii cu canal n au o inerție mult mai mică, răspunzând mult mai prompt decât tranzistorii cu canal p (datorită mobilității superioare a electronilor). Tranzistorii MIS cu canale n și p au diferite tensiuni de prag, U_{prag} . Valorile tipice ale lui U_{prag} reprezintă $(0,25 \div 1)$ V pentru dispozitivele cu canale n , și $-(2 \div 4)$ V, pentru dispozitivele cu canal p [76].

Dintre toate variantele de tranzistori, numai tranzistorul cu canal indus nu conduce curentul, atunci când tensiunea pe poartă este zero. Aceasta permite construirea unor scheme, în care nu este nevoie, pentru blocarea tranzistorului, de alte surse de polarizare suplimentare. Un tranzistor cu canal inițial poate conduce curentul, atât în cazul polarizării directe, cât și în cazul polarizării inverse. Pentru blocarea sa este necesară o tensiune pozitivă de polarizare, în cazul unui canal cu conducție de goluri, pe când, în cazul când aceasta este electronică, tensiunea necesară pentru blocare va fi o

tensiune de polarizare negativă. Polaritatea tensiunii de polarizare coincide cu semnul purtătorilor de sarcină majoritari în canal, dat fiind că numai o sarcină pe poartă, de același semn, este capabilă să respingă sarcinile majoritare din canal. Posibilitatea realizării comenzii cu un potențial de orice polaritate permite într-o serie de cazuri o simplificare considerabilă a schemei.

Tabelul 6.1

Tipul tranzistorului	Cu canal de tip n		Cu canal de tip p	
	Polarizarea tensiunilor	Caracteristica volt-amperică	Polarizarea tensiunilor	Caracteristica volt-amperică
Cu poartă joncțiune $p-n$				
MOS cu canal inițial				
MOS cu canal indus				

Tranzistorii cu poartă joncțiune $p-n$ și cu canalul indus sînt comandați cu un potențial¹ avînd un singur fel de polarizare. Primul dintre aceștia funcționează cu polarizare inversă, dacă are canalul de tip n , pe cînd, dacă are un canal de tip p , va funcționa cu polarizarea directă (deplasare pozitivă). Pentru a induce un canal de tipul n , este necesar să se aplice o tensiune de polarizare pozitivă pe poartă (care să atragă electronii în canal), iar pentru un canal

¹ Altit aici, cit și în expunerea ce urmează, potențialele electrozilor se măsoară în raport cu potențialul sursei.

de tipul p — o tensiune de polarizare negativă. Prin urmare, tranzistorii de acest gen, cu canale de un același tip, necesită tensiuni de polarizare de polaritate diferită.

Polarizarea de conectare a sursei de alimentare a drenei, E_{ds} (vezi figura 6.1) este determinată de sensul de deplasare al purtătorilor majoritari în canal. Independent de structura tranzistorului, sursa E_{ds} se leagă la drenă cu polul pozitiv, pentru tranzistorii cu canalul de tipul n și, invers — cu polul negativ — pentru tranzistorii care au canalul de tip p . Aceste moduri de conectare a polarizării asigură o deplasare a purtătorilor majoritari, dinspre sursă, către drenă.

Prin urmare, pentru dispozitivele cu canale de același tip, potențialul pe poartă și cel pe drenă (respectiv, la intrarea și la ieșirea schemei) au același fel de polarizare atât pentru tranzistorii cu canal inițial, cât și pentru cei cu canalul indus, care funcționează în regim de îmbogățire. Aceasta permite realizarea destul de simplă a concordanței dintre ieșirile elementelor precedente cu intrările celor ce urmează în cadrul schemelor cu conexiune directă [77], în cazul utilizării unor tranzistori având canalele de același tip.

Faptul că polaritatea potențialelor drenei și al porții sînt aceleași, cât și absența curentului de drenă, I_d , în cazul unei tensiuni de polarizare nule, la tranzistorii cu canalul indus, permit construirea schemelor logice ale elementelor cu o economicitate ridicată. Aceste scheme se realizează, de obicei, pe tranzistori cu canale avînd conducția de tipuri contrare. Astfel de perechi de tranzistori poartă numele de tranzistori complementari.

6.5. PARAMETRII DIFERENȚIALI ÎN FRECVENȚE JOASE ALE TRANZISTORILOR CU EFECT DE CÎMP ȘI DEPENDENȚA LOR DE REGIMUL DE FUNCȚIONARE

Spre deosebire de tranzistorii bipolari, care sînt comandați prin curentul respectiv, un tranzistor cu efect de cîmp reprezintă un dispozitiv comandat prin tensiune, caracterizîndu-se, din această cauză, analog cu tuburile electronice, prin următorii parametri diferențiali.

Panta caracteristicii, S , a tranzistorului este egală cu raportul dintre creșterea curentului de drenă și tensiunea de pe poartă, care a provocat această creștere a sa, atunci cînd tensiunile pe ceilalți electrozi rămîn neschimbate :

$$S = \left(\frac{I_d}{U_{ps}} \right)_{\substack{U_{ds} = \text{const} \\ U_{su,p} = \text{const}}}$$

Factorul de amplificare al tranzistorului, μ_{tr} , este definit ca fiind egal cu raportul dintre creșterea tensiunii pe drenă și creșterea tensiunii pe poartă, în cazul când drena funcționează în gol :

$$\mu_{tr} = \left(\frac{U_{ds}}{U_{gs}} \right)_{\substack{I_d = \text{const} \\ U_{gs} = \text{const}}}.$$

Rezistența interioară a tranzistorului, r_i , este definită ca fiind raportul dintre variația tensiunii pe drenă și variația corespunzătoare a curentului de drenă, pentru o tensiune constantă pe ceilalți electrozi :

$$r_i = \left(\frac{\Delta U_{ds}}{\Delta I_d} \right)_{\substack{U_{gs} = \text{const} \\ U_{ss} = \text{const}}}.$$

Așadar, panta caracteristicii și rezistența internă a tranzistorului determină creșterea maximă a curentului de drenă, provocată de variația tensiunilor, respectiv, pe poartă și pe drenă. Prin factorul de amplificare este determinată amplificarea maximă a tensiunii pe poartă, adică a tensiunii de intrare, pe care este capabil s-o scoată tranzistorul la ieșire (pe drenă).

Factorul de amplificare, panta caracteristicii și rezistența internă sînt legate între ele prin următoarea formulă :

$$\mu_{tr} = S r_i. \quad (6.23)$$

Parametrii diferențiali ai tranzistorului pot fi determinați plecîndu-se de la caracteristicile statice ale acestuia.

Panta caracteristicii volt-amperice din regiunea abruptă este dată de formula

$$S = 2k_{penT} U_{ds}, \quad (6.24)$$

din care rezultă că, S nu depinde de tensiunea pe poartă, fiind proporțională cu tensiunea pe drenă.

În regiunea lină, panta este dată de formula

$$S = 2k_{penT} U_{dpen}. \quad (6.25)$$

Variația pantei pentru un tranzistor cu efect de cîmp, cu joncțiune poartă $p-n$, în funcție de regimul de lucru este ilustrată de graficele din figura 6.16, *a*, pentru un tranzistor MIS cu canal indus — de graficele din figura 6.16, *b*, iar pentru un tranzistor MIS cu canal inițial, de graficele din figura 6.16, *c*.

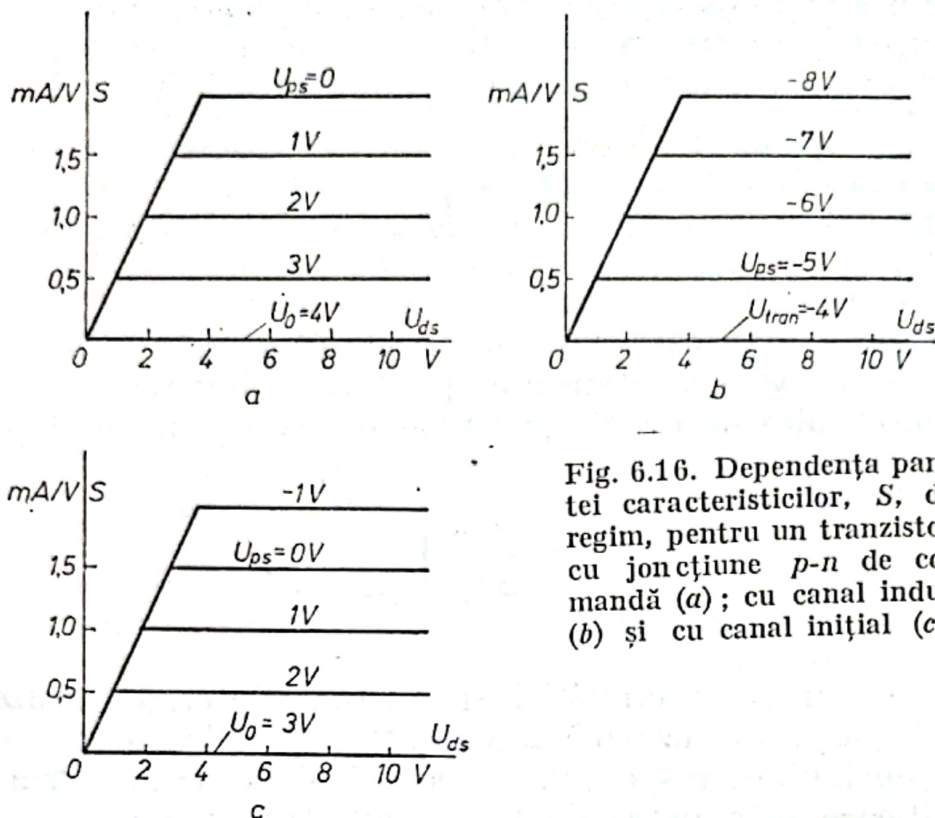


Fig. 6.16. Dependența pantei caracteristicilor, S , de regim, pentru un tranzistor cu joncțiune $p-n$ de comandă (a); cu canal indus (b) și cu canal inițial (c).

Factorul de amplificare a tensiunii, al unui tranzistor, în partea abruptă a caracteristicii, poate fi determinat din ecuația (6.18). El este egal cu

$$\mu_{tr} = \frac{\partial I_d}{\partial U_{gs}} \frac{\partial U_{ds}}{\partial I_d} = \frac{U_{ds}}{U_{dpen} - U_{ds}}. \quad (6.26)$$

Formula (6.26) este simplu s-o analizăm definindu-l pe μ_{tr} pentru un curent bine determinat al drenei, $I_d = \text{const}$, în care scop vom folosi expresia (6.18) a caracteristicii volt-amperice.

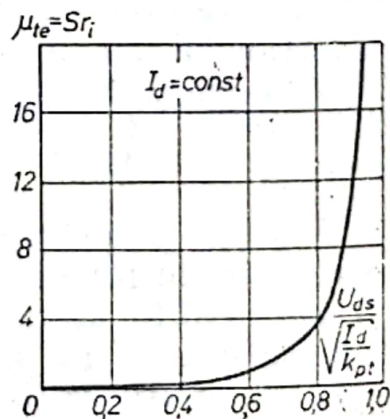


Fig. 6.17. Variația factorului de amplificare al tranzistorului în funcție de tensiunea drenei, atunci cînd $I_d = \text{const}$.

În acest caz, factorul de amplificare poate fi pus sub forma :

$$\mu_{tr} = \frac{2U_{ds}^2}{\frac{I_d}{k_{penT}} - U_{ds}^2} \quad (6.27)$$

O dependență de forma (6.27) este reprezentată în figura 6.17. Conform acestei dependențe, factorul de amplificare al tensiunii este extrem de mic, practic, în toată regiunea abruptă și crește numai pe frontiera regiunii line. Din această cauză, ca element de amplificare, tranzistorul cu efect de câmp trebuie folosit în această regiune de pantă foarte mică. Din formulele (6.26) și (6.27) rezultă că pentru

$$U_{ds} = U_{apen},$$

factorul de amplificare a tensiunii, $\mu_{tr} \rightarrow \infty$. Acesta este rezultatul faptului că am exprimat caracteristica volt-amperică destul de aproximativ în regiunea lină. În realitate factorul de amplificare are, pentru

$$U_{ds} = U_{apen},$$

o valoare finită. După cum s-a subliniat deja, pentru tensiuni

$$|U_{ds}| < |U_{apen}|,$$

curentul I_d continuă să crească (ce-i drept, neglijabil), ceea ce face ca reprezentarea tranzistorului în regiunea lină, printr-un generator de curent ideal, să nu fie pe deplin corectă.

Rezistența interioară diferențială, în partea abruptă, este definită prin formula

$$r_i = \frac{1}{2k_{penT}(U_{apen} - U_{ds})} \quad (6.28)$$

Din (6.28) rezultă că, cu creșterea tensiunii pe drenă, U_{ds} , rezistența interioară crește, iar pe limita cu regiunea lină, pentru,

$$U_{ds} = U_{apen},$$

devine infinit de mare ($r_i \rightarrow \infty$), adică tranzistorul se transformă într-o sursă de curent, ideală. Aceasta este tot o consecință a idealizării menționate mai înainte, pentru domeniul pantelor mici ale caracteristicii. De fapt, nu s-a ținut seama de modularea lungimii canalului, în cazul funcționării în regiunea lină. La dispozitivele reale, rezistența interioară este, în regiunea lină, destul de mare și influențează slab alura caracteristicilor volt-amperice, descrise de formulele (6.18) și (6.19), avînd însă, totuși, o valoare finită.

Este cazul să elucidăm sensul fizic al rezistenței interioare a tranzistorului, care determină rata creșterii curentului I_d cu creșterea tensiunii U_{ds} din regiunea lină. Creșterea curentului este provocată de câteva cauze, dintre care modularea lungimii canalului, prin tensiunea pe drenă, este una dintre cele mai importante [9, 74].

La tensiuni U_{ds} , care depășesc tensiunea de penetrare completă, U_{dpen} , se scurtează lungimea efectivă a canalului (vezi fig. 6.13, b), întrucît porțiunea stratului de sarcină spațială, care penetrează canalul se extinde. Căderea de tensiune pe lungimea efectivă a canalului, $L_{can \cdot ef}$, rămîne practic constantă și anume, egală cu tensiunea de gîtuire a canalului U_{dpen} . Diferența dintre tensiunea U_{ds} și căderea de tensiune pe canal se aplică acelei porțiuni a stratului sărăcit, care aderă la suprafață, gîtuind canalul. Conform relațiilor pentru o joncțiune $p-n$ cu stratul de trecere în trepte, care au fost studiate în § 3.6, lungimea acestei porțiuni a stratului sărăcit, ΔL_{can} , poate fi determinată după formula

$$\Delta L_{can} = \sqrt{2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_{sup} U_{ds} - U_{dpen}}{e N_{sup}}}.$$

Deoarece căderea de tensiune pe lungimea efectivă a canalului rămîne constantă, pe cînd lungimea sa se restrînge, rezultă că va crește intensitatea cîmpului și, drept consecință, curentul de drenă I_d .

Prin urmare, intensitatea curentului, I_d , din regiunea lină a caracteristicii, poate fi determinată ținînd seama de faptul că curentul I_d crește, în raport cu curentul de saturație,

$$I_{dsat} = k_{penT} U_{dpen}^2,$$

de același număr de ori, de cîte ori crește intensitatea cîmpului. Intensitatea cîmpului crește invers proporțional cu lungimea canalului. Rezultă, prin urmare, că pe porțiunea lină, caracteristica volt-amperică a unui tranzistor cu efect de cîmp este definită prin relația

$$I_d = I_{dsat} \frac{L_{can}}{L_{can \cdot ef}} = I_{dsat} \frac{L_{can}}{L_{can} - \Delta L_{can}}$$

sau,

$$I_d = k_{penT} U_{dpen}^2 \frac{L_{can}}{L_{can} - \sqrt{2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_{sup} |U_{ds} - U_{dpen}|}{e N}}} \quad (6.29)$$

Pe baza acestei formule se pot determina valorile lui r_i , S , cit și a lui μ_{tr} , din porțiunea lină a caracteristicii. În practică, aceste mărimi se determină, de obicei, prin măsurări nemijlocite.

Pentru un tranzistor MIS la care se poate realiza comanda pe suport, este cazul să se întoarcă noțiunea de pantă de suport

$$S_{sup} = \left(\frac{I_d}{U_{sup}} \right)_{\substack{U_{ds} = \text{const} \\ U_{gs} = \text{const}}}$$

În acest caz, pentru regiunea abruptă a caracteristicii volt-amperice, panta de suport se definește prin formula

$$S_{sup} = \frac{k_{penT} k_{supd}}{\sqrt{|\psi_s + U_{sup}|}} U_{ds} \quad (6.30)$$

iar pentru partea lină

$$S_{\text{sup}} = \frac{k_{\text{pen}} T k_{\text{supd}}}{V |\psi_s + U_{\text{suppen}}|} U_{\text{dpen}}, \quad (6.31)$$

unde

$$k_{\text{pend}} = \frac{W_d}{\epsilon_0 \epsilon_d} \sqrt{2e N_{\text{sup}} \epsilon_{\text{sup}} \epsilon_0}.$$

Mărimile U_{prag} și U_0 , care intră în expresia lui U_{dpen} , sînt date de formulele (6.16) și (6.17).

Cu creșterea diferenței de potențial dintre suport și sursă, care polarizează joncțiunea canal-suport, în sens invers, panta de suport, S_{sup} , se micșorează.

Următorul parametru diferențial pentru frecvențe joase, este rezistența de intrare a tranzistorului,

$$r_{\text{intr}} = \left(\frac{\Delta U_{ps}}{\Delta I_p} \right)_{\substack{U_{ds} = \text{const.} \\ U_{sups} = \text{const.}}}$$

Mărimea acestei rezistențe poate fi determinată folosindu-ne de caracteristica volt-amperică de intrare, adică de dependența intensității curentului de poartă, I_p , față de tensiunea dintre poartă și sursă, U_{ps} .

Într-un tranzistor cu efect de câmp, cu joncțiune $p-n$ de comandă, electrodul de intrare reprezintă o regiune a unei joncțiuni $p-n$, polarizată invers, a cărei caracteristică volt-amperică este prezentată în figura 6.18, *a*. Rezistența r_{intr} este definită prin panta caracteristicii volt-amperice din domeniul polarizării inverse și poate atinge o valoare de $10^6 - 10^9 \Omega$. Tensiunea de polarizare inversă pe joncțiunea $p-n$, poartă-canal, nu este aceeași de-a lungul canalului, ci depinde de tensiunea aplicată pe drenă. Acest fapt, influențează, într-o anumită măsură, alura caracteristicii volt-amperice de intrare, ridicată pentru valori diferite ale lui U_{ds} . În cadrul calculelor practice, acest fapt poate fi neglijat. Atunci cînd polarizarea este directă, joncțiunea $p-n$ se deblochează, astfel încît rezistența de intrare scade brusc (pînă la zeci de ohmi). Un astfel de regim nu este însă un regim de funcționare. Curentul de scurgere al porții este definit de curentul invers al joncțiunii $p-n$ și el crește considerabil cu creșterea temperaturii.

Rezistența de intrare a unui tranzistor MIS este determinată de rezistența stratului de dielectric dintre poarta metalică și semiconductor. Caracteristica volt-amperică de intrare este reprezentată în figura 6.18, *b*. Rezistența r_{intr} poate atinge $10^9 - 10^{14} \Omega$. Spre deosebire de tranzistorul cu joncțiune $p-n$ de comandă, tranzistorul MIS care are poarta izolată prin dielectric, prezintă o rezistență de intrare ridicată, independent de valoarea și polarizarea tensiunii

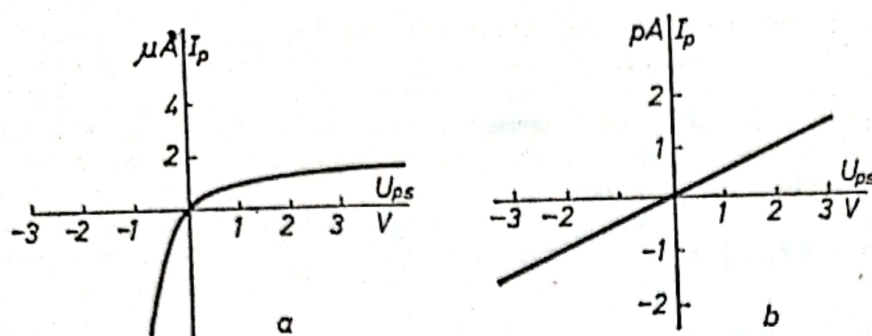


Fig. 6.18. Caracteristica volt-amperică de poartă pentru un tranzistor cu joncțiune poartă $p-n$ de comandă (a) și un tranzistor MOS (b).

aplicate porții. Curentul de scurgere al porții este neglijabil de mic, chiar la temperaturi ridicate. Aceasta permite utilizarea unor rezistențe ohmice de valori mari, în circuitul de poartă.

6.6. DEPENDENȚA DE TEMPERATURĂ A PARAMETRILOR TRANZISTORILOR CU EFECT DE CÎMP

La schimbarea temperaturii semiconductorului, se modifică dispunerea nivelurilor Fermi și mecanismul de împrăștiere a purtătorilor mobili. Dacă se examinează intervalul de temperaturi în care impuritățile de dopare sînt total ionizate, iar conductivitatea intrinsecă nu a apărut încă, atunci modificarea temperaturii determină variația diferenței de potențial de contact φ_D pe joncțiunea $p-n$, a curentului invers prin joncțiune, cît și o modificare a mobilității purtătorilor de sarcină majoritari. Acest fapt conduce tocmai la modificarea parametrilor tranzistorilor cu efect de cîmp, odată cu variația temperaturii [9].

Pentru un tranzistor cu joncțiune $p-n$ de comandă, în intervalul de temperaturi de funcționare, concentrația purtătorilor majoritari din canal rămîne, în canal, practic constantă. Din această cauză, variația tensiunii de tăiere U_0 , cînd variază temperatura, va fi dată de dependența de temperatură a diferenței de potențial de contact,

$$\frac{\Delta U_0}{\Delta T} = \frac{\Delta \varphi_D}{\Delta T}.$$

La o variație a temperaturii cu un grad, diferența de potențial de contact variază cu circa 2 mV. Deoarece creșterea temperaturii determină micșorarea diferenței de potențial de contact, rezultă că pentru a penetra complet canalul, va trebui să se aplice pe poartă o tensiune exterioară mai mare.

Un alt factor care se modifică prin modificarea temperaturii îl reprezintă mobilitatea purtătorilor majoritari în canal, a cărei

dependență de temperatură este definită prin formula aproximativă

$$\mu_{maj} = \mu_{maj1} \left(\frac{T_1}{T} \right)^{n_\mu}, \quad (6.32)$$

în care μ_{maj1} este mobilitatea purtătorilor la temperatura T_1 . Pentru germaniu coeficientul $n_\mu = 1,5$ în cazul electronilor și $n_\mu = 2,3$ în cazul golurilor, pentru siliciu, $n_\mu = 2,6$ în cazul electronilor și $n_\mu = 2,3$ pentru goluri.

Micșorarea mobilității purtătorilor majoritari de sarcină, cu creșterea temperaturii determină o creștere a rezistenței materialului de semiconductor. Examinînd modul în care curentul de drenă a unui tranzistor cu efect de câmp, cu joncțiune $p-n$ de comandă, depinde de temperatură, trebuie să ținem cont de cei doi factori, care determină conductibilitatea electrică a canalului. Creșterea temperaturii conduce la o micșorare a diferenței de potențial de contact, ϕ_D , ceea ce are drept consecință lărgirea porțiunilor canalului, care conduc curentul electric și deci la o creștere a conductibilității sale electrice. Pe de altă parte însă, creșterea temperaturii determină o reducere a mobilității purtătorilor de sarcină din canal, ceea ce provoacă o micșorare a conductibilității electrice a acestuia. Acești doi factori au efecte contrarii asupra conductibilității electrice și deci și asupra intensității curentului de drenă, iar în anumite condiții, efectele acestor factori pot să se compenseze reciproc, încît curentul de scurgere să nu mai depindă, practic, la o anumită valoare a tensiunii de polarizare, de temperatură. În figura 6.19, *a* sînt date caracteristicile drenă-sursă ale tranzistorului cu joncțiune $p-n$ de comandă, în regiunea lină a acestora, ridicate pentru diferite temperaturi. La stînga punctului care are driftul de temperatură nul, coeficientul de temperatură al curentului de drenă este negativ, adică curentul de drenă scade cînd temperatura crește, pe cînd la dreapta punctului, pentru care driftul de temperatură este nul, coeficientul de temperatură al curentului de drenă este pozitiv.

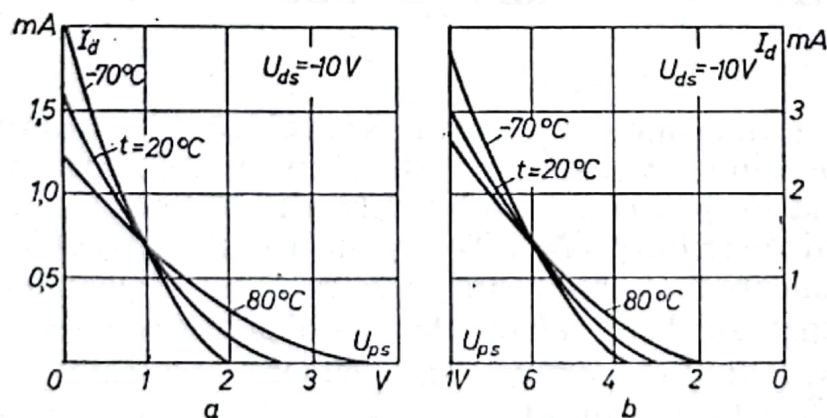


Fig. 6.19. Caracteristicile drenă-poartă pentru diferite temperaturi.

a — pentru un tranzistor cu joncțiune $p-n$ de comandă; *b* — tranzistor MOS.

În funcție de mărimea efectelor lui ϕ_D , sau μ_{maj} , punctele cu drift termic nul, la diferenții tranzistori, se vor afla la tensiuni de polarizare pe poartă, U_{ps} , diferite. Pentru tensiuni de tăiere, U_0 , mari, o variație destul de mică a diferenței de potențial de contact, $\Delta\phi_D$, nu va avea o influență considerabilă, astfel încât pentru orice regimuri ale tensiunii de polarizare, U_{ps} , coeficientul de temperatură al curentului de drenă va fi, practic, negativ. La tensiuni de tăiere însă suficient de mici, tranzistorul va avea un coeficient de temperatură al curentului de drenă, pozitiv.

Modificându-se temperatura, variază curentul invers al joncțiunii $p-n$, poartă-canal, ceea ce determină o variație a curentului din circuitul de poartă, I_p .

Efectul variației mobilității purtătorilor de sarcină din canal asupra curentului de drenă al tranzistorilor-MIS, se manifestă la fel, ca și în cazul tranzistorilor cu poartă joncțiune $p-n$ [9]. Spre deosebire însă de tranzistorul cu poartă joncțiune $p-n$, mecanismul de modificare a tensiunii de prag, este aici ceva mai complicat. Coeficientul de temperatură al curentului de drenă depinde de intervalul de temperaturi, putînd fi de semne diferite, pentru tranzistori diferiți. Pentru tranzistorii MIS, nu există un punct de funcționare, în care curentul de drenă să nu depindă de temperatură. Acest fapt este ilustrat de caracteristicile volt-amperice drenă-poartă, reprezentate în figura 6.19, care au fost ridicate pentru temperaturi diferite.

Dependența de temperatură a tensiunii de prag pentru un tranzistor cu canal indus este determinată de modificarea nivelului Fermi, de variația sarcinii de volum din domeniul joncțiunii $p-n$, canal-suport, sărăcit de purtătorii de majoritari, cît și de dependența de temperatură a valorii sarcinii din dielectric, care depinde de tehnologia de fabricație a tranzistorilor. Aceiași factori determină dependența de temperatură a tensiunii de tăiere pentru tranzistorii care au un canal inițial.

6.7. SCHEMELE ECHIVALENTE ALE TRANZISTORULUI CU EFECT DE CÎMP

Procesul de propagare a curentului prin canalul unui tranzistor cu efect de cîmp cu joncțiune $p-n$ poartă și al tranzistorului MIS trebuie analizat ca fiind un proces ce are loc într-o linie rezistivo-capacitivă, cu parametri distribuiți [78]. Totuși, în cazul funcționării în gama de frecvențe, în care factorul de amplificare al puterii este mai mare ca unitatea, tranzistorul cu efect de cîmp poate fi înlocuit printr-o schemă echivalentă, construită din elemente concentrate, ale căror parametri depind de regimul de lucru.

Scheme echivalente de puteri mici

Schema echivalentă a tranzistorului cu efect de câmp este dată în figura 6.20. Pentru generalizare, se consideră că suportul pe care s-a realizat tranzistorul are un terminal separat. Generatorii de curent $S_T u_{ps}$ și $S_{sup} u_{sem s}$ reprezintă efectul modulării conductibilității canalului (și deci a intensității curentului de drenă) când variază potențialul porții, u_{ps} și al suportului, $u_{sem s}$, față de sursă. La tranzistorii cu efect de câmp, cu joncțiune $p-n$ de comandă, suportul constituie cea de a doua poartă, fiind de obicei legată la poarta principală. Parametrii tranzistorului: panta caracteristicii volt-amperice de poartă, S_T , panta după suport, S_{sup} , rezistența internă diferențială a tranzistorului r_{iT} , variază atunci când regimul se modifică. Dependența de regimul de lucru a acestor parametri a fost analizată în § 6.5.

Rezistențele r_s și r_d sînt constituite din rezistențele de volum ale semiconductorului pe porțiunile dintre capetele canalului și contactele sursei și ale drenei, rezistențele acestor contacte și ale electrozilor respectivi. Rezistențele r_s și r_d sînt de ordinul a câțiva ohmi, sau a câțiva zeci de ohmi. Rezistența r_d apare în schemele reale ca și când ar fi o parte a rezistenței de sarcină, care, în mod obișnuit, este cu mult mai mare decît r_d . Din această cauză, efectul rezistenței de volum a regiunii drenei, r_d , asupra funcționării schemei, poate fi neglijat. Rezistența de volum a regiunii sursei, r_s , creează legătura inversă, care reduce într-o anumită măsură panta efectivă a tranzistorului. Micșorarea pantei caracteristicii poate fi evaluată cu ajutorul formulei (cunoscută în teoria amplificatorilor electronici)

$$S = \frac{S_T}{1 + S_T r_s}, \quad (6.33)$$

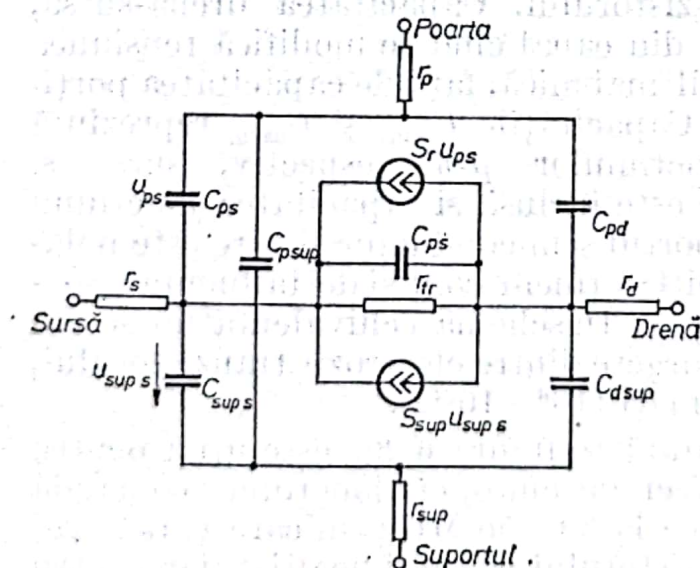


Fig. 6.20. Schema echivalentă a tranzistorului cu efect de câmp.

unde S_T este panta caracteristicii pentru modelul teoretic al tranzistorului, corespunzătoare regiunii active a canalului.

Datorită legăturii inverse, determinată de existența rezistenței r_s , crește totodată și rezistența internă a tranzistorului

$$r_i = r_{iT} (1 + S_T r_s) + r_s \approx r_{iT} (1 + S_T T_s) \quad (6.34)$$

(r_{iT} fiind rezistența internă a modelului teoretic al tranzistorului).

Dacă parametrii schemei echivalente sînt măsurați experimental, atunci micșorarea pantei și creșterea rezistenței interne sînt luate în considerație în mod automat, din care cauză, în figura 6.20, mărimile S_T și r_{iT} pot fi înlocuite prin mărimile corespunzătoare S și r_i , putîndu-se considera $r_s = 0$. Dacă însă parametrii sînt calculați teoretic (de exemplu în cazul elaborării unui nou dispozitiv), atunci influența legăturii inverse poate fi evaluată aplicînd formulele (6.33) și (6.34).

Rezistența contactului porții, r_p , cît și rezistența suportului și a contactelor acestuia, r_{sup} , au valori de ordinul ohmilor sau a zecilor de ohmi, astfel încît efectul lor asupra funcționării tranzistorului este neesențial.

Pentru un tranzistor cu joncțiune $p-n$ poartă, capacitatea poartă-drenă C_{pd} , poartă-sursă, C_{ps} , suport-sursă, C_{sems} , cît și suport-drenă C_{dsem} sînt capacități de sarcină ale joncțiunilor $p-n$ polarizate invers, care se formează între poartă și canal, cît și între suport și canal.

Pentru un tranzistor MIS capacitățile dintre poartă și sursă, C_{ps} , precum și între poartă și drenă, C_{pd} , sînt determinate de capacitatea structurii cu parametrii distribuiți: poarta metalică — dielectric — canal, de capacitățile constructive dintre electrodul de poartă și electrozii sursei și al drenei, cît și de efectul modulării sarcinii spațiale din canalul tranzistorului. Capacitatea drenă-sursă, C_{ds} , datorită modulării sarcinii din canal cînd se modifică tensiunea drenă-sursă, u_{ds} , este considerabil mai mică, față de capacitatea porții în raport cu sursa și cu drenea. Capacitățile C_{sems} și C_{dsem} reprezintă capacitățile de sarcină ale joncțiunilor $p-n$, respectiv, sursă și suport, și drenă și suport (în ele este inclusă și capacitatea joncțiunii $p-n$, formată între canal și suportul semiconductor și care este polarizată invers). Uneri sîntem nevoiți să ținem cont și de influența capacității dintre poartă și suport C_{psem} . În schema echivalentă nu se iau în considerație rezistențele de scurgere dintre electrozii tranzistorului, întrucît acestea sînt extrem de mari ($10^6 - 10^9 \Omega$).

Schema echivalentă, prezentată în figura 6.20, este utilă pentru înlocuirea unui tranzistor cu efect de cîmp, cu joncțiune comandă $p-n$, în gama de frecvențe, pînă la 30—50 MHz, în care caracterul de distribuire a structurilor tranzistorului poate fi neglijat, iar pentru

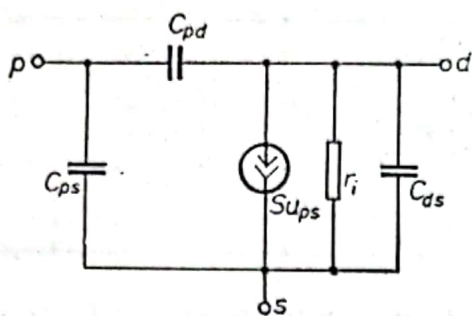


Fig. 6.21. Schema echivalentă a tranzistorului când suportul este legat la poartă, sau la drenă.

un tranzistor MIS, într-un interval de frecvențe mult mai larg (pînă la 50—100 MHz).

Cînd tranzistorul este folosit în varianta sa cu trei electrozi diferiți, la tranzistorul cu efect de cîmp, cu joncțiune $p-n$ de comandă, poarta se leagă cu suportul (se mărește panta caracteristicii), iar la tranzistorul MIS, se leagă suportul cu sursa. Schema echivalentă a unor astfel de tranzistori este reprezentată în figura 6.21.

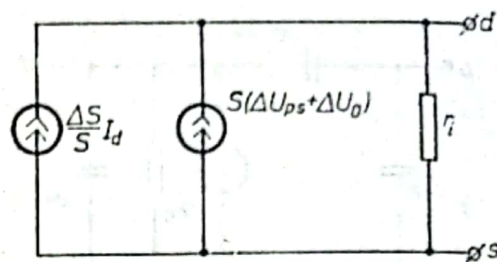
În cazul general, elementele schemelor echivalente examinate sînt neliniare. Dacă însă tranzistorul funcționează în regim liniar, adică în cazul în care componentele alternative ale curenților și tensiunilor sînt considerabil mai mici față de componentele continue, atunci pot fi folosite valorile diferențiale ale parametrilor tranzistorului.

Schema echivalentă pentru semnal mare

În cazul cînd tranzistorul funcționează cu semnal mare, adică este folosit în regim neliniar, putem utiliza schemele echivalente date în figurile 6.20 și 6.21. Trebuie însă luată în considerație dependența parametrilor tranzistorului față de potențialele pe electrozi, adică de regim. De regulă, se ține cont doar de dependența neliniară a parametrilor statici. Valorile capacităților depind neesențial de potențialele electrozilor, această dependență putînd fi neglijată. Acest fapt este confirmat și prin faptul că aportul esențial la valoarea capacităților interelectrodice aparține capacităților parazite ale carcasi tranzistorului și capacităților dintre terminale (capacitățile tranzistorului sînt egale cu zecimi de picofarazi, sau cîțiva picofarazi, pe cînd capacitățile parazite ale montajului sînt de cel puțin 1—2 pF). Din această cauză, pentru calcule trebuie folosite valorile care sînt determinate direct prin măsurători, experimental.

Dependența neliniară a curențului de drenă, I_a , față de tensiunile electrozilor, poate fi luată în considerație, înlocuind generatorii de curent din schemele echivalente, printr-o sursă de curent I_a ideală și exprimînd intensitatea acestuia din urmă prin formulele (6.18) și (6.19). Variația curențului de drenă, din regiunea cu pantă lină, poate fi, pe de altă parte, luată și ea în considerație, păstrîndu-l în schemă pe r_i și cînd tranzistorul lucrează în porțiunea lină a caracteristicii.

Fig. 6.22. Schema echivalentă a tranzistorului cu efect de câmp pentru calcularea abaterii intensității curentului de drenă față de valoarea sa nominală.



Poate fi construită o schemă echivalentă pentru semnale mari [79], care să țină cont de simetria tranzistorului cu efect de câmp, față de sursă și de drenă. Acești electrozi sînt interschimbabili fiind determinați numai de sensul curentului din canal.

Schema echivalentă a tranzistorului pentru calcularea deplasării punctului de funcționare

Pentru determinarea abaterii curentului de drenă I_d , față de valoarea sa nominală, ca urmare a instabilității termice și a împrăștierii parametrilor, se aplică schema echivalentă reprezentată în figura 6.22. În această schemă, abaterile pantei ΔS și ale tensiunii de tăiere ΔU_0 (iar pentru tranzistorii cu canal indus, abaterea tensiunii de prag, ΔU_{prag}) se determină din valorile lor medii pentru intervalul de temperaturi dat. Variația potențialului porții ΔU_{ps} , se calculează din parametrii circuitului de intrare al tranzistorului. Cînd calculele se fac după schema din figura 6.22, la fel ca și în cazul tranzistorilor bipolarari, valorile parametrilor trebuie luate pentru una dintre limitele gamei de abateri posibile, iar valorile curentului I_d — pentru cealaltă.

Pentru tranzistorii cu efect de câmp, se aplică schemele echivalente în formă de Π , care sînt comode pentru înlocuirea dispozitivelor comandate prin tensiune.

6.8. FIDELITATEA TRANZISTORULUI CU EFECT DE CÂMP

După cum s-a menționat deja (vezi § 5.10), calitățile de amplificare și de impuls ale tranzistorului sînt definite prin fidelitatea de amplificare, exprimată prin raportul dintre factorul de amplificare și timpul creșterii frontului impulsului de ieșire. Fidelitatea de amplificare a unui tranzistor cu efect de câmp poate fi exprimată sub forma

$$F_{\text{tr et c}} = \frac{S}{2,2 C_{pc}}, \quad (6.36)$$

în care S este panta caracteristicii, iar C_{pc} este capacitatea totală a porții (în raport cu canalul), formată din capacitatea poartă-sursă și capacitatea drenă-poartă.

Pentru a elucida care sînt posibilitățile ridicării fidelității de amplificare, vom exprima pe F_{trefc} prin parametrii electrofizici ai cristalului de semiconductor. Această problemă poate fi rezolvată relativ simplu, după cum urmează. Capacitatea C_{pc} determină variația sarcinii pe poartă, ΔQ_p , ca efect al creșterii potențialului porții în raport cu canalul, ΔU_{pc} . Se poate considera într-o primă aproximație, că

$$\Delta U_{pc} \approx \Delta U_{ps}.$$

Atunci capacitatea totală a porții va fi egală cu

$$C_{pc} \approx \frac{\Delta Q_p}{\Delta U_{ps}} \quad (6.36)$$

(ΔU_{ps} fiind creșterea potențialului porții în raport cu sursa). Ținînd cont că

$$S = \frac{\Delta I_d}{\Delta U_{ps}},$$

obținem :

$$F_{\text{trefc}} \approx \frac{\Delta I_d}{2,2 \Delta Q_p} \cdot \quad (6.37)$$

La tranzistorii MIS, variația sarcinii pe poartă metalică este egală cu variația sarcinii purtătorilor majoritari din canal, adică :

$$\Delta Q_p \approx \Delta Q_{\text{maj}}.$$

Creșterea sarcinii din canal, ΔQ_{maj} , determină o variație a curentului de drenă, cu mărimea

$$I_d = \frac{\Delta Q_{\text{maj}}}{\tau_{\text{maj}}}, \quad (6.38)$$

unde,

$$\tau_{\text{maj}} = \frac{L_{\text{canef}}}{\tilde{v}} = \frac{L_{\text{canef}}}{\mu_{\text{maj}} \tilde{E}_{\text{can}}}$$

este timpul de trecere mediu al purtătorilor de sarcină majoritari prin canal, egal cu raportul dintre lungimea efectivă a canalului și viteza medie a purtătorilor de sarcină

$$\tilde{v} = \mu_{\text{maj}} \tilde{E}_{\text{can}}.$$

Deoarece căderea de tensiune pe lungimea efectivă a canalului este egală cu tensiunea de penetrare completă a canalului, U_{apen} , rezultă că intensitatea cîmpului este exprimată prin relația :

$$\tilde{E}_{\text{can}} = \frac{U_{\text{apen}}}{L_{\text{canef}}}.$$

Substituind în formula (6.37) creșterea sarcinii, care este egală cu

$$\Delta Q_p \approx \Delta Q_{maj} = \tau_{maj} \Delta I_d \approx \frac{L_{canef}^2}{\tau_{maj} U_{dpen}} \Delta I_d,$$

vom obține :

$$F_{trefc} \approx \frac{\mu_{maj}}{2,2 L_{canef}^2} U_{dpen} \quad (6.39, a)$$

sau

$$F_{trefc} \approx \frac{1}{2,2 \tau_{maj}}. \quad (6.39, b)$$

Într-un tranzistor cu joncțiune $p-n$ de comandă, creșterea sarcinii ΔQ_p este egală cu creșterea sarcinii din stratul sărăcit. La rîndul său, aceasta din urmă este egală cu variația sarcinii purtătorilor mobili în acea parte a canalului, care fie că este sărăcită de purtători de sarcină majoritari (dacă joncțiunea se lărgeste), fie că se îmbogățește (dacă trecerea se îngustează). De aici rezultă că și fidelitatea de amplificare a tranzistorului cu joncțiune $p-n$ de comandă este determinată de formulele (6.39).

Prin urmare, fidelitatea de amplificare a tranzistorului cu efect de cîmp este invers proporțională cu timpul de trecere mediu al purtătorilor majoritari prin canal τ_{maj} . În acest interval de timp, pe măsura deplasării purtătorilor de sarcină majoritari, de la sursă către drenă, se produce reîncărcarea condensatorului porții, C_{pc} .

Din expresia (6.39, a) rezultă că fidelitatea tranzistorului cu efect de cîmp crește cu creșterea potențialului drenei, U_{ps} (pentru valori mari ale lui U_{ps} , crește valoarea absolută a tensiunii de penetrare completă, U_{dpen} , micșorîndu-se lungimea efectivă a canalului, L_{canef}). De acest fapt trebuie să se țină cont la elaborarea schemelor electronice.

Fidelitatea tranzistorului poate fi ameliorată prin procedee constructive, diminuînd tensiunea de tăiere, U_0 , sau tensiunea de prag U_{drag} , scurtînd totodată canalul.

Reducerea tensiunilor U_0 sau U_{drag} , la fel ca și creșterea potențialului U_{ps} , afectează fidelitatea tranzistorului datorită a două cauze: pentru valori date ale potențialelor, de poartă și de drenă, aceasta determină, în primul rînd, o creștere a tensiunii de penetrare completă, iar în al doilea rînd, o micșorare a lungimii efective a canalului. În tranzistorii cu joncțiune $p-n$ de comandă, tensiunea de tăiere poate fi redusă prin îngustarea canalului și micșorarea concentrației impurităților din canal, N_{can} , sau a pantei ratei lor de creștere

$$a = \frac{\Delta N_{can}}{\Delta W_{can}}$$

[vezi formulele (6.5) și (6.6)].

Prin valoarea tensiunii de prag a tranzistorului cu canal indus, U_{drag} , [vezi (6.11)] și cu tensiunea de tăiere a tranzistorului cu canal inițial se poate comanda modificarea parametrilor suportului (ϵ_{sem} și N_{sem}) cit și al stratului de izolator (dielectric, ϵ_d și W_d).

și, de asemenea, variația potențialului suprafeței ψ_{s0} , a cărui valoare este determinată de concentrația nivelurilor superficiale.

Valorile U_{prag} și U_0 pot fi micșorate tehnologic, utilizând drept dielectric nu bioxidul, ci nitrura de siliciu, Si_3N_4 (permitivitatea dielectrică a lui Si_3N_4 fiind dublă față de cea a lui SiO_2). Reducerea tensiunii de prag se obține, de asemenea, printr-o alegere adecvată a orientării cristalografice a suportului de semiconductor, anume aceea pentru care sarcina stărilor de pe suprafață (și deci, și ψ_{s0}) se obține de o valoare cât mai mică. Valorile absolute ale lui U_{prag} și U_0 scad atunci când se folosește drept material pentru poartă, în loc de metal, siliciu puternic aliat [80] (datorită reducerii diferenței de potențial de contact, dinspre suport și poartă). Trebuie menționat că tranzistorii MOS al căror canal se obține prin aliere ionică, au o tensiune de tăiere de valoare mai mică [39].

Fidelitatea de amplificare a unui tranzistor cu efect de cîmp crește cu reducerea lungimii canalului, L_{can} , deoarece în acest caz are loc și o reducere a lungimii efective a acestuia, L_{canef} . Lungimea canalului nu poate fi însă micșorată peste măsură, întrucât aceasta ar complica tehnologia fabricării dispozitivelor: cresc exigențele în ce privește precizia realizării și suprapunerii fotoșabloanelor, scade procentajul dispozitivelor utilizate etc. În prezent se fabrică tranzistori rapizi cu lungimea canalului de 5 microni. Pentru o lungime a canalului atât de mică, fidelitatea tranzistorului atinge 1–3 GHz. În tranzistorii MIS de frecvențe ultranalte realizați prin dublă difuzie se reușește realizarea unui canal cu o lungime și mai mică, de 0,4–2 microni, fidelitatea lor depășind 10 GHz [81]. Dealtfel, în schemele electronice reale, fidelitatea tranzistorului este redusă în mod considerabil din cauza existenței legăturii inverse parazite, care apare prin capacitatea drenă-poartă C_{pd} , cât și prin capacitățile montajului.

În încheiere, vom sublinia faptul că pentru o anumită fidelitate a tranzistorului, bine determinată, F_{trefe} , panta caracteristicii, S , poate fi mărită prin extinderea canalului în direcția transversală. În acest caz crește simultan și capacitatea rezultantă a porții, C_{pc} (crește aria porții, care este o armătură a acestei capacități). Capacitatea C_{pc} crește de tot atâtea ori, de câte ori crește panta S , pe cînd fidelitatea, F_{tr} , nu se modifică.

6.9. ZGOMOTELE TRANZISTORILOR CU EFECT DE CÎMP

Canalul de conducție al tranzistorilor cu efect de cîmp reprezintă o rezistență de comandă. Ca pentru orice rezistor, zgomotul minim este zgomotul termic, provocat de agitația haotică a purtătorilor de sarcină mobili. Zgomotul termic al canalului este distribuit uniform după frecvențe (este zgomot alb). El este proporțional cu sarcina globală a purtătorilor din canal. Deoarece și panta caracteristicii volt-amperice este determinată de aceeași sarcină, rezultă că mărimea curentului de zgomot este convenabil s-o definim prin formula [82].

$$\overline{i_{zg\text{ can}}^2} = 4\Phi_T e k_{zg} S \Delta f, \quad (6.40)$$

în care, k_{zg} este un coeficient ce depinde de regimul tranzistorului, pentru curent continuu.

Pentru amplificatorii de putere mică, construiți pe bază de tranzistori cu joncțiune $p-n$ de comandă, se alege, de obicei, regimul de lucru

$$U_{ps} = 0, \quad |U_{ds}| > |U_0|,$$

în care tranzistorul are panta maximă și prezintă un zgomot de fond termic minim. Pentru acest regim $k_{zg} = 2/3$, iar curentul de zgomot al canalului este determinat cu ajutorul formulei

$$\overline{i_{zg\text{ can}}^2} = \frac{8}{3} \Phi_T e S \Delta f.$$

Pentru tranzistorii MIS, coeficientul k_{zg} este determinat nu numai de regimul de polarizare, ci și de parametrii tehnologici — grosimea dielectricului, concentrația impurităților din suport [83, 84] — găsindu-se între limitele de la 2/3, până la 10.

Cea de a doua componentă a zgomotelor tranzistorilor cu efect de câmp, provocată de zgomotul de discontinuitate al porții, devine perceptibilă în cazul unor rezistențe mari în circuitul porții. Aceste zgomote sunt determinate de cele două componente ale curentului: în primul rând, curentul $-I_{p1}$, generat de fluxul de electroni care părăsesc poarta, cit și de fluxul golurilor care parvin la ea; în al doilea rând, curentul $-I_{p2}$, care este generat de fluxul de electroni ce parvin la poartă și de fluxul de goluri ce o părăsesc. Componenta curentului de zgomot, datorită discontinuității, este definită cu ajutorul formulei

$$\overline{i_{zgp}^2} = 2e(I_{p1} + I_{p2}) \Delta f. \quad (6.41)$$

Sursele zgomotelor termice și de discontinuitate sunt diferite, ceea ce face ca curentul de zgomot termic și cel de discontinuitate să nu fie corelate, adică

$$\overline{i_{zgp} i_{zg\ can}} = 0$$

Particularitatea tranzistorilor cu efect de câmp o constituie legătura capacitivă dintre canal și poartă. Această legătură face ca zgomotele din circuitul de poartă să crească odată cu creșterea frecvenței [85]. Fluctuațiile sarcinii din canal, determinate de zgomotul termic, afectează lărgimea stratului sărăcit al joncțiunii $p-n$, fapt care determină, la rândul său, fluctuația sarcinii din regiunea aderentă porții. Aceasta provoacă un nou curent de zgomot, suplimentar, în circuitul de poartă, a cărui intensitate este determinată de legătura capacitivă a canalului cu poarta, crescând odată cu creșterea frecvenței. La frecvențe înalte, componenta suplimentară a curentului de zgomot al porții poate depăși zgomotul de discontinuitate. Rezultă deci că curentul de zgomot al porții va fi parțial corelat cu curentul de zgomot al canalului. Riguros vorbind, tranzistorul trebuie considerat ca o linie activă cu parametrii distribuiți și, plecând de la aceasta, să se calculeze coeficientul de corelație dintre curenți. Deoarece curenții capacitivi de poartă sunt mici în raport cu curenții de conductibilitate ai canalului, contribuția zgomotului termic la zgomotul de discontinuitate al porții poate fi conceput ca acțiunea unui semnal transmis din canal la poartă prin capacitatea echivalentă, concentrată, C_{pd} . Această posibilitate este confirmată și experimental [86].

În figura 6.23 este reprezentată schema de zgomote echivalentă a unui tranzistor cu efect de câmp. În această schemă, zgomotul termic este reprezentat prin sursa de curent $i_{zg\ can}$ iar zgomotul de discontinuitate — prin generatorul i_{zgp} . Curenții generatorilor sunt determinați de relațiile (6.40) și respectiv, (6.41). În schema echivalentă nu se ține seama de zgomotele termice datorate rezistențelor de volum ale regiunii sursei, r_s , și regiunii drenei r_d (aceste zgomote sunt relativ mici). Atunci cînd este cazul, ele pot fi incluse prin conectarea în serie cu ieșirile drenei și a sursei din schema echivalentă dată în figura 6.23, a rezistenței r_d , și rezistenței r_s , cit și a generatorilor de t.e.m. care caracterizează zgomotul termic al acestor rezistențe, după formula lui Nyquist (vezi § 5.9).

În schema echivalentă reprezentată în figura 6.23, sînt menționate sursele de zgomote ale căror densități spectrale nu depind de frecvență. Rezultatele calculelor concordă bine cu cele experimentale.

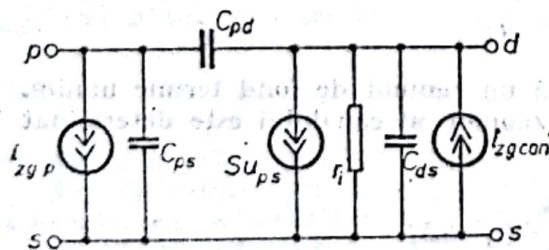
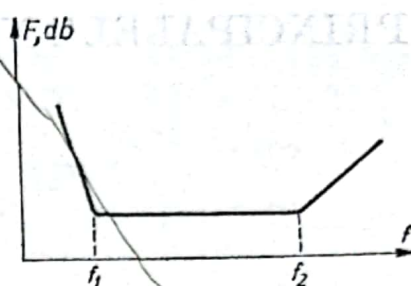


Fig. 6.23. Schema echivalentă de zgomote a tranzistorului cu efect de câmp.

Fig. 6.24. Variația coeficientului de zgomot al tranzistorului cu efect de cîmp, în funcție de frecvență.



La frecvențe joase, în cazul tranzistorilor cu efect de cîmp, la fel ca și în cazul celor bipolari, predomină zgomotele de pîlpîre (flicker) a căror mărime este dificil de evaluat analitic. Spre deosebire de zgomotul alb, densitatea spectrală a zgomotelor flicker depinde de frecvență, fiind proporțională cu $1/f$. Zgomotele de pîlpîre ale tranzistorilor cu efect de cîmp, cu joncțiune $p-n$ de comandă, predomină la frecvențele mai mici de la 1 kHz, pe cînd la tranzistorii MIS — la frecvențe mai mici de 100 kHz. Din această cauză, noțiunea de frecvențe joase pentru zgomotul flicker este relativă, fiind definită numai prin abaterea față de spectrul uniform al zgomotului alb. Contribuția fundamentală la zgomote, în domeniul frecvențelor joase o dau fluctuațiile sarcinii din capcanele de recombinare-generare ale stratului sărăcit al joncțiunii $p-n$, datorită generării haotice a electronilor și golurilor [87]. Într-un tranzistor cu efect de cîmp, cu poartă joncțiune $p-n$, sursa unor asemenea zgomote o reprezintă stratul de trecere dintre canal și suportul semiconductor [88]. La frecvențe mai mici de 100 Hz, în tranzistorii MIS predomină un alt mecanism de generare a zgomotelor flicker. Acesta va fi zgomotul de suprafață [88, 89], datorat capturării haotice a purtătorilor de către nivelurile energetice de la suprafață, aflate la limita de separație dintre dielectric și semiconductor. O anumită contribuție la zgomotele de frecvență joasă o au, de asemenea, difuzia și driftul defectelor rețelei cristaline a canalului semiconductor, cit și driftul ionilor din stratul de dielectric al tranzistorilor MIS. Proveniența complicată a zgomotelor flicker face dificilă exprimarea lor analitică. În practică, mărimea lor este determinată experimental.

Dependența coeficientului de zgomot al tranzistorului, de frecvență, este analoagă cu aceeași dependență pentru tranzistorul bipolar (figura 6.24). În domeniul frecvențelor mici, coeficientul zgomotului crește din cauza creșterii zgomotului de pîlpîre. În gama de frecvențe cuprinsă între f_1 și f_2 , densitatea spectrală a zgomotului este constantă. La frecvențe mai înalte, coeficientul de zgomot crește datorită creșterii zgomotului de poartă, determinat de legătura capacitivă dintre canal și poartă.

PRINCIPALELE NOTĂȚII

- σ_{TN} și σ_{TI} — coeficienții de transport ai purtătorilor minoritari din fluxul normal, respectiv — invers ... §§ 2.6; 4.2; 5.2
- α_N — coeficientul de transfer al curentului de emitor ... §§ 4.2; 4.3; 5.2; 5.3
- α_I — coeficientul de transfer al curentului de colector ... §§ 4.3; 5.2; 5.3
- α — coeficientul de transfer diferențial al curentului de emitor ... §§ 5.2; 5.4; 5.6
- β_N și β_I — coeficienții de transfer ai curenților bazei către colector, respectiv, emitor ... §§ 4.2; 4.3; 5.2; 5.3; 5.6
- β — coeficientul de transfer diferențial al curentului bazei ... §§ 5.2; 5.4; 5.6
- $\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{N_{be}}{N_{bc}}$ — coeficientul de neomogenizare a distribuției impurităților din baza tranzistorului drift... § 4.1
- $\theta = \frac{Q_0}{I_{T0}}$ — coeficientul de proporționalitate dintre sarcinile fluxurilor purtătorilor minoritari de sarcină și curentul unei joncțiuni *p-n* ... § 3.8
- $\theta_{cx} = \frac{Q_{c0}}{I_{cT}}$, $\theta_c = \frac{Q_{c0}}{I_{cT}(1 + \beta_N)}$ — coeficienții de proporționalitate dintre sarcina purtătorilor minoritari, acumulați în bază, la joncțiunea colectorului, și curent, atunci cînd se lucrează cu intrările pe emitor și pe bază... §§ 4.4; 5.3
- $\theta_{ex} = \frac{Q_{e0}}{I_{eT}}$, $\theta_e = \frac{Q_{e0}}{I_{eT}(1 + \beta_M)}$ — coeficienții de proporționalitate dintre sarcina purtătorilor minoritari, acumulați la

	joncțiunea emitorului, și curent, în cazul când se lucrează cu intrări pe emitor și bază ... §§ 4.4; 5.3
I_{Tp}, I_{Tn}	— componenta de goluri, respectiv — electronică, a curentului de origine termică ... §§ 3.2; 3.5
I_p, I_n	— componenta de goluri, respectiv — electronică, a curentului ... §§ 3.2; 3.5
I_g, I_{g0}	— curentul de generare din stratul de trecere, de joncțiune (indicele zero se referă la starea de echilibru)... ... § 3.3
I_r, I_{r0}	— curentul de recombinare din stratul de trecere (cu indicele „0” s-a notat starea de echilibru) ... §§ 3.3; 3.5; 5.2
I_{rg}	— curentul de recombinare-generare din stratul de trecere §§ 3.3; 3.5.
I_{inv}	— curentul invers al unei joncțiuni $p-n$... §§ 3.5; 3.8
$I_{en}, i_{en}(p)$ și $I_{ep},$ $i_{ep}(p)$	— componentele electronică și de goluri ale curentului de emitor ... § 4.2
$I_{cT}, I_{cTn},$ I_{cTp}	— curentul de origine termică al joncțiunii colector și componentele sale ... §§ 4.2; 4.3; 5.2
$I_{cT},$ I_{cTn}, I_{cTp}	— curentul de origine termică al joncțiunii colector și componentele sale ... §§ 4.2; 4.3; 5.2
$I_{eT},$ I_{eTn}, I_{eTp}	— curentul de origine termică al joncțiunii emitor și componentele sale ... §§ 4.2; 4.3; 5.2
I_{br}	— curentul de recombinare al bazei ... §§ 4.2; 5.3
$I_{er}, i_{er}(p)$	— curentul de recombinare din joncțiunea emitor ... § 4.2
I_{ec}	— curentul de canal al joncțiunii emitor ... § 4.2
I'_{cT} și I'_{eT}	— valorile medii ale curenților de origine termică ai joncțiunilor colector și emitor ... § 4.3
I_{ci}	— curentul invers al joncțiunii colector ... §§ 4.3; 5.2; 5.7
I_e, I_c, I_b	— curentul de emitor, de colector, de bază ... §§ 4.2; 4.3
I_{TN}	— curentul generat de fasciculul orientat normal... § 4.3; 4.4
I_{de}, I_{de}^*	— curentul diodei emitor ... § 5.3
I_{dc}, I_{dc}^*	— curentul diodei colector ... § 5.3

¹ Notațiile ce cuprind indicii n și p reprezintă, dacă nu este făcută nici o altă mențiune specială, mărimile respective corespunzătoare electronilor și golurilor.

- I_{cadm} — curentul maxim admis al colectorului ... § 6.2
 I_d — curentul de drenă ... § 5.2
 I_{dsat}, I_{dsato} — curentul de saturație al drenei (cu indicele suplimentar „0” pentru cazul unei tensiuni de polarizare pe poartă egală cu zero) § 6.2
 k — constanta lui Boltzmann ... § 1.3
 k_{penT} — coeficientul de proporționalitate dintre curentul de drenă și pătratul tensiunii de penetrație completă ... § 6.4
 $\kappa = \frac{t_{rx}}{\tau_x}$ — coeficientul deplasării de fază ... § 5.2
 L_{can} — lungimea canalului unui tranzistor cu efect de cîmp ... § 6.2
 $L_{can\ et}$ — lungimea efectivă a canalului unui tranzistor cu efect de cîmp ... §§ 6.5; 6.8
 $\lambda(l) = \pm \frac{\psi(l)}{\varphi_T}$, λ — raportul dintre potențialul electrostatic $\psi(l)$ și potențialul termic φ_T (cu semnul plus, pentru fluxul de goluri, și cu semnul minus, pentru fluxul de electroni) ... § 2.5
 λ_{fr} — valoarea lui λ pe frontierele domeniului investigat ... §§ 2.5; 2.7
 λ_s — valoarea lui λ pe suprafața cristalului ... § 2.7
 λ_c și λ_e — valorile lui λ pentru joncțiunile colector și emitor ... § 2.5
 m_p, m_n — coeficienții din exponenții pentru caracteristica condițiilor la limită ... §§ 2.4; 3.5
 m_r — coeficientul din exponentul funcției exponențiale, pentru caracteristica curentului de recombinare ... §§ 3.4; 3.5
 m_c — coeficientul din exponentul funcției exponențiale pentru caracteristica curentului de canal ... § 3.4; 3.5
 m — valoarea medie a coeficienților m_D, m_d, m_r pentru caracteristica de curent ... §§ 3.5; 3.8
 m_D — coeficientul din exponentul funcției exponențiale a curentului de difuzie ... § 3.5
 m_{Dp} și m_{Dn} — coeficienții care exprimă abaterea față de legea exponențială a variației curentului în funcție de tensiune, în cazul unor niveluri ale injectiei înalte (p — pentru goluri, n — pentru electroni) ... § 4.2
 m_c și m_e — valorile medii ale coeficienților din exponentul funcției exponențiale pentru joncțiunile colector și emitor ... § 4.3

- n_c — coeficientul care definește dependența lui C_j , față de tensiunea aplicată pe jonțiune, U_j ... § 3.6
 n_a — coeficientul care exprimă dependența coeficientului de multiplicare M , față de U_a ... §§ 3.5; 5.8
 $q, q(1), q_n, q_p$ — densitatea de sarcină a purtătorilor mobili ... §§ 2.1; 2.2; 2.4; 2.5
 q_0, q_{n0}, q_{p0} — densitatea de sarcină a purtătorilor mobili, în starea de echilibru ... §§ 2.2; 2.5
 q_s, q_{s0} — densitatea de sarcină a purtătorilor mobili pe suprafață (cu indicele „0” — în starea de echilibru) ... §§ 2.4; 2.5; 6.3
 q_{conts} — densitatea de sarcină a purtătorilor de sarcină mobili la contacte ... § 2.4
 $q_n = q - q_0$ — densitatea de sarcină a purtătorilor de neechilibru ... § 2.7
 q_{fr} — valoarea pe frontieră a densității de sarcină a purtătorilor mobili §§ 2.4; 2.7
 q_c, q_{c0} — densitatea de sarcină a purtătorilor minoritari în bază, la jonțiunea colector (cu indicele „0” — valoarea de echilibru) ... §§ 2.5; 4.3
 q_{TN}, q_{TI}, q_T și q_r — densitatea de sarcină a purtătorilor minoritari care formează fluxul orientat și, respectiv, a acelor care sînt în starea de echilibru dinamic ... §§ 2.5; 2.6; 2.7
 q_{nac} — densitatea de sarcină a electronilor acumulați în stratul de dedesubtul suportului adiacent suprafeței acestuia pentru un tranzistor MIS ... § 6.3
 q_p — densitatea de sarcină pe poarta tranzistorului MIS ... § 6.3
 q_{sar} — densitatea de sarcină în stratul sărăcit al unui tranzistor MIS ... § 6.3
 Q, Q_0 — sarcina totală a purtătorilor minoritari pe limitele stratului de trecere (cu indicele „0” — pentru starea de echilibru) ... § 3.8
 Q_c, Q_{c0} — sarcina totală a purtătorilor minoritari de la jonțiunea colector, în starea de neechilibru și respectiv de echilibru ... §§ 4.4; 5.3
 Q_e, Q_{e0} — sarcina totală a purtătorilor minoritari de la jonțiunea emitor, în stare de neechilibru și, respectiv, de echilibru ... §§ 4.4; 5.3
 $Q_n = Q$ — Q_0 — sarcina purtătorilor de neechilibru ... § 3.8
 $Q_{cn} =$
 $Q_c - Q_{c0}$ — sarcina totală de la jonțiunea colector, pentru purtătorii de neechilibru ... §§ 4.4; 5.3

$Q_{en} = Q_e - Q_{e0}$	— sarcina totală de la joncțiunea emitor, pentru purtătorii de neechilibru ... §§ 4.4; 5.3
r_b, r_{b0}	— rezistența de volum a bazei (cu indicele „0” pentru starea de echilibru) ... §§ 3.5; 3.7; 3.8; 4.2; 4.3; 5.2; 5.3; 5.4; 5.6
$r_{b\text{dif}}$	— rezistența diferențială a bazei ... §§ 5.2; 5.4
r'_e	— rezistența de volum a emitorului ... §§ 3.5; 3.7; 4.3; 5.2; 5.3
r_e	— rezistența diferențială a joncțiunii emitor ... §§ 4.3; 5.2; 5.4; 5.6
r'_c	— rezistența de volum a colectorului ... §§ 4.2; 4.3; 5.2; 5.3
r_c	— rezistența joncțiunii colector ... §§ 4.3; 5.2; 5.4; 5.6
$r_{c\beta}$	— rezistența joncțiunii colector, cînd comanda se aplică pe baza ... § 5.2
r_i	— rezistența interioară a tranzistorului cu efect de cîmp ... § 6.5
s	— viteza recombinării superficiale ... §§ 2.4; 2.5; 2.7
t_{rN}	— timpul de retardare al unui fascicul orientat normal ... §§ 4.4; 5.2; 5.3
t_{rI}	— timpul de retardare al fasciculului orientat invers... ... §§ 4.4; 5.2; 5.3
t_{rTN}	— timpul de retardare propriu-zis al fasciculului orientat normal ... § 5.2
t_{rTI}	— timpul de retardare propriu-zis al fasciculului orientat invers ... § 5.2
t_{rT}	— timpul de retardare pentru α_T ... § 5.2
t_{ra}	— timpul de retardare pentru α ... § 5.2
τ, τ_p, τ_n	— timpul de viață ... §§ 1.3; 2.2; 2.7
$\tau_T, \tau_{TN}, \tau_{TI}$	— timpul de trecere mediu al purtătorilor minoritari ... §§ 2.6; 4.2; 4.4; 5.2
$\tau_T^*, \tau_{TN}^*, \tau_{TI}^*$	— durata timpului de trecere medie a purtătorilor, pentru o densitate de curent constantă ... §§ 2.6; 4.2
τ_{acv}	— constanta de acumulare în volum ... §§ 2.7; 5.2
τ_{rN}, τ_{rI}	— valoarea medie a timpului de viață ... §§ 2.7; 4.2; 4.4; 5.2
τ_{ac}	— valoarea efectivă a constantei de acumulare ... §§ 2.7; 3.8; 4.4; 5.2; 5.3
τ_{acr}	— constanta de acumulare în volumul stratului de trecere ... § 3.3; 5.2
τ_i	— constanta de timp a tăierii ... § 3.8

* Cu indicii suplimentari N și I sînt notate mărimile ce se referă la fasciculele orientate normal, respectiv — invers.

- $\tau_{\alpha N}$ — constanta de timp a coeficientului de transfer al curentului emitorului ... §§ 4.4 ; 5.2 ; 5.3
 $\tau_{\alpha I}$ — constanta de timp a coeficientului de transfer al curentului colectorului ... §§ 5.2 ; 5.3
 $\tau_{\beta N}$ — constanta de timp a coeficientului β_N de transfer al curentului bazei, ... §§ 4.4 ; 5.2 ; 5.3
 $\tau_{\beta I}$ — constanta de timp a coeficientului β_I de transfer al curentului bazei ... §§ 5.2 ; 5.3
 $\tau_{\alpha TN}, \tau_{\alpha TI}$ — constantele de timp ale coeficienților de transport ai sarcinilor α_{TN} și α_{TI} ... § 5.2
 τ_{α} — constanta de timp a coeficientului diferențial de transfer al curentului de emitor ... §§ 5.2 ; 5.4
 τ_{β} — constanta de timp a coeficientului diferențial de transfer al curentului bazei ... §§ 5.2 ; 5.4
 τ_{γ} — constanta de timp a coeficientului de injecție ... § 5.2
 $\varphi_T = kT/e$ — potențialul termic ... §§ 1.3 ; 2.4 ; 2.7
 $\varphi_D, \varphi_{De}, \varphi_{Dc}$ — diferența de potențial de contact (indicele „e” pentru joncțiunea emitor, indicele „c” — pentru joncțiunea colector) ... §§ 2.4 ; 2.8 ; 3.2 ; 6.6
 $\varphi_F = \frac{\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_F}{e}$ — potențialul Fermi care determină poziția nivelului Fermi într-un semiconductor dat, față de mijlocul zonei de conductibilitate ... § 6.3
 $\psi(e), \psi, \psi_0$ — potențialul electrostatic (indicele „0” reprezintă starea de echilibru) ... §§ 2.3 ; 2.5 ; 2.8
 ψ_s, ψ_{s0} — potențialul electrostatic de suprafață (indicele „0” desemnează starea de echilibru) ... § 6.3

BIBLIOGRAFIE

1. SHOCKLEY W., *Electrons and Holes in Semiconductors*, New York, 1950.
2. IOFFE A. F., *Poluprovodnik v sovremennoi fizike*, M., Izd-vo AN S.S.S.R., 1957.
3. *Probori poluprovodnikov. Termin i opredeleniia GOST 15133-69*, Goskomitet standartov SM SSSR.
4. SMITH R. A. *Semiconductors*, Cambridge at the University Press, 1959.
5. GAVRILOV R. A., SKVORTOV A. M., *Tehnologhia proizvodstva poluprovodnikovih priborov*, M., „Energhia”, 1968.
6. FEDOTOV IA. A. *Osnovi fiziki poluprovodnikovih priborov*, M., „Sovetskoe radio”, 1960.
7. DUMMER G. W. A., *Miniturizatsia i mikrominurizatsia elektronnoi apparatury*, Per. s angl. M., „Mir”, 1965.
8. PRITCHARD R. L., *Electrical characteristics of tranzistors*, McGraw — Hill Book Co., 1967.
9. COBBOLD R., *Theory and applications of field — effect tranzistors*, Wiley — Interscience, 1970.
10. GUBANOV A. I. *Teoria vtpreamleaiushevo deistviia poluprovodnikov*, M., Izd-vo tehniko-teoreticheskoi lit., 1956.
11. AGAHANEAN T. M., *Harakteristiki stupeniatovo elektrono-dirocinovo perehoda pri priiamon smeschenii*, „Radiotekhnika i elektronika”, 1965, T. 10, No 12.
12. MOLL J. L., ROSS J. M., *The dependance of tranzistor parameters on the distribution of base layer resistivity*, Proc. IRE, 1956, v. 44, No 1.
13. CONWELL E., WEISSKOPF V. F., *Theory of impurity scattering in semiconductors*, „Phys. Rev.”, 1950, v. 77, No. 3.
14. HALL R. N., *Electron-Hole Recombination in Germanium*, „Phys. Rev.”, 87, 387 (1952).
15. SHOCKLEY W. and READ W. T., „Phys. Rev.”, 87, 835 (1952).
16. BRATTAIN W. H., BARDEEN J., *Surface properties of germanium*, „Bell Syst. Technical J.”, 1953, v. 23, No. 1.
17. AGAHANEAN T. M., *Analiz dreifovo tranzistora s ucelom izmenenii podviynosti i vremeni jizni nositelei*, „Radiotekhnika i elektronika”, 1964, T. 9, No 1.
18. MIDDLEBROCK R. D., *An introduction to junction transistor theory*, New York, Wiley, 1957.

19. ADIROVICI E. I., REABINKIN B. S., TEMKO K. V., *Ravnovesnoe raspredelenie potențiala, polea i konfentrații nositelei zareada na vplavlenih perehodah*, „JTF”, 1958, T. 28, vip 1.
20. PRITCHARD R. L., *Putevoditeli po svremenntm p—n perehodam*, „Elektronika”, 1962, No 33.
21. *Osnovi tehnologii kremnievth integralnih shem. Okislenie, diffuziia, epitaksiia*. Pod. red. R. Burghera i R. Donovana. Per. s angl. M., „Mir”, 1969.
22. DANILIN B. S., ZAUMISLOV Iu. V., ȘTEINMAN G. A., *Primenenie elektronnih i ionnih lupei v mikroelektronike*, „Mikroelektronika”, 1968, vip. 2.
23. SHOCKLEY W., *The theory of P—N junctions in semiconductors and P—N junction transistors*. Bell Syst. Techn. J., 1949, v. 28, No 3.
24. SAH C. T., NOYCE R. N. and SHOCKLEY W., *Carrier generation and recombination in P—N junction and P—N junction characteristics*, „Proc. IRE”, 1957, v. 45, No 9.
25. AGAHANEAN T. M., *Zavisimosti toka rekombinații — ghenerații i koefficienta injekții electrono-dirocinovo perehoda ot napreajenia preamovo smeșcenia*, — „Radotekhnika i elektronika”, 1966, T. 11, No 2.
26. *Rascet i proektirovanie poluprovodnikovih priborov*, Per. s angl. M. Oboronghiz, 1963.
27. MOLL J. L., *Physics of semiconductors*, McGraw — Hill Book Co., 1964.
28. SZE S. M., *Physics of semiconductors devices*, Wiley — Interscience, 1969.
29. MILLER S. L., *Avalanche breakdown in germanium*, „Phys. Rev.”, 1955, v. 99, No 4.
30. SZE S. M. and GIBBONS G., *Avalanche breakdown voltages of abrupt and linearly p—n junctions in Ge, Si, Ga As, and GaP*, „Appl. Physics Letters”, 1966, v. 8, No 5.
31. KNOTT R. D., COLSON I. D., YOUNG M. R., *Breakdown effect in p—n allow germanium junctions*, „Phys. Soc.”, 1955, v. 68, No 3.
32. KRASILOV A. V., TRUTKO A. F., *Metodi rasceta tranzistorov*, M., „Energhia”, 1964.
33. AGAHANEAN T. M., *Izmerenie staticeskih parametrov poluprovodnikovovo trioda*. „Poluprovodnikovie pribori i ih primenenie”, 1964, vip. 11.
34. AZEAN Iu. M., BERESTOVSKII G. N., KAPTOV L. N., RJEVKIN K. S. i SENATOROV K. Ia., *Poluprovodnikovie triodi v regenerativevth shemah*, M., Gosenergoizdat, 1959.
35. NOSOV Iu. R., *Perehodnie karakteristiki poluprovodnikovih diodov*, „Poluprovodnikovie pribori i ih primenenie”, 1960, vip. 4.
36. AGAHANEAN T. M., *Elektronte kluci i nelineinie impulsnie usiliteli*, M., „Sovetskoe radio”, 1966.
37. *Poluprovodnikovie diodi*, Pod red. N. N. Goriunova i Iu. R. Nosova M., „Sovetskoe radio”, 1968.
38. SIDOROV A. S., *Teoria i proektirovanie TD-shem*, M., „Sovetskoe radio”, 1971.
39. MC. DOUGALL, MANCHESTER și PALMER, *Proizvodstvo MOP IS s ispolzovaniem leghirovanta*, „Elektronika”, 1970, No 13.

40. BRUK V. A., GARŠENIN V. V. KURNOSOV A. I., *Proizvodstvo poluprovodnikovih priborov*, M., „Visšaia škola”, 1968.
41. DE FALCO, *IS na bipolearnih strukturah s visocoi plotnostiu elementov* — „Elektronika”, 1971, No 15.
42. BOLTAKS B. I., *Diffuzia v poluprovodnikah*, M., Fizmatgiz, 1961.
43. GALIŤKII V. V., *Perehodne karakteristiki tranzistora s izmeneaiuščimsea vdoli bazi elektriceskim polem*, Izvestia vuzov. Ser. „Radioelektronika”, 1964, No 4.
44. EARLY J., *Effect of space charge layer widening in junction transistor*, „Proc. IRE”, 1952, v. 40, No 4.
45. ANSIMOV V. I., GOLUBEV A. P., *Tranzistorne modulatori*, M., „Energhia”, 1964.
46. SCHAFFNER J. S., SURAN J. J., *Transient response of the grounded base transistor amplifier with small load impedance*, „J. Appl. Phys”, 1953, v. 24, No 11.
47. AGAHANEAN T. M., *Perehodne karakteristiki koefficienta peredaci toka dreifovovo trioda*. Naucinte docladt vissei školi po razdelu, „Radiotekhnika i elektronika”, 1968, No 1.
48. GNEDENKO B. V. i HINCIN A. IA., *Elementarnoe vvedenie v teoriiu verroiatnosti*, M., Gosenergoizdat, 1952.
49. DITKIN V. A., PRUDNIKOV A. P., *Spravochnik po operacionnomu iscisceniiu*, M., „Visšaia škola”, 1965.
50. AGAHANEAN T. M., *Priblijennih rascet perehodnoi karakteristiki v oblasti malih vremen*, „Teoria i rascet impulsnih i usilitelnih shem na poluprovodnikovih priborah”, 1969, vip. 1.
51. AGAHANEAN T. M., *Perehodne karakteristiki elementov T-obraznoi ekvivalentnoi shemi dlea dreifovovo trioda*, „Radiotekhnika i elektronika”, 1960, T. V., No 9.
52. AGAHANEAN T. M., *Rabota poluprovodnikovo trioda pri bolshih signalah*, „Izvestia vuzov. Radiotekhnika a”, 1960, No 2.
53. EBERS J. J. and MOLL J. L., *Large-signal behavior of junction transistors*, „Proc. IRE”, 1954, v. 42, No 12.
54. ARHANGHESKAIA I. T., *Modeli bipolearnih tranzistorov*, „Poluprovodnikovie pribori i ih primenenie”, 1972, vip. 2.6
55. BEAFOY R., SPARKES J. J., *The junction transistor as a charge controlled device*, „AIE Jour.”, Oct. 1957, v. 13.
56. ABDIUKHANOV M. A., BERESTOVSKII G. N., KUZMIN V. A. *O rascete professov v poluprovodnikovih triodah metodom zariada*, „Radiotekhnika i elektronika”, 1960, No 3.
57. RYDER R. M., KIRCHER R. J., *Same circuit aspects of the transistor*, „Bell System Technical J.”, 1949, v. 28, No 03.
58. GIACOLETTO L. J., *Junction transistor equivalent circuits and vacuum tube analogy*, „Proc. IRE”, 1952, v. 40, No 11.
59. WEBSTER V. M., *On the variation of junction transistor current amplification factor with emitter current*, „Proc. IRE”, 1954, v. 42, No 6.
60. AGAHANEAN T. M., *Temperaturnaiia stabilizaiia rejima tranzistorново usilitelno kaskada*, „Radiotekhnika”, 1962 T. 17, No 4.
61. NIKOLAEVSKII I. F., IGUMANOV D. V., *Parametri i predelne rejimi raboti tranzistorov*, M., „Sovetskoe radio”, 1971.

62. ROIZIN N. M., MOSTAVLEANSKI N. S., *Issledovaniye fizicheskikh professorov v moskvinakh tranzistorah, opredeleniye ikh nadezhnosti v impulsnykh rejimakh*, „Poluprovodnikovye pribori i ikh primeneniye”, 1963, vip. 10.
63. VAN DER ZIEL A., *Fluctuation Phenomena in Semiconductors*, Academic Press, New York, 1959.
64. GUGGENBUEHL W., STRUTT M., *Theory and experiments on shot noise in semiconductor junction diodes and transistors*, „Proc. IRE”, 1957, v. 45, No 6.
65. *Tranzistori*, pod red. I. G. Berghelsona, Iu. A. Kamenetkovo, I. F. Nikolaevskovo. M., „Sovetskoe radio”, 1968.
66. DE WITT D., ROSOFF A., *Transistor electronics*, McGraw — Hill Book Co., 1957.
67. AGAHANEAN T. M., *Lineinnye impulsnye ustroystva*, M., „Sveazi”, 1970.
68. RITTNER T. M., *Extension of the theory of the junction transistor*, Phys. Rev., 1954, v. 94, No 5.
69. *Perspektivi razrabotki i vipuska kremnievikh IS na sapfirovikh podlojkakh (obzor)*, „Elektronika”, 1970, No 12.
70. SHOCKLEY W., *A unipolar field — effect transistor*, „Proc. IRE”, 1952, v. 40, No 11.
71. BOCKEMUEL R. R., *Analysis of field — effect transistors with arbitrary charge distribution*, „IEEE Trans.”, January, 1963, v. ED — 10.
72. *Integralnye shemi. Printsipy konstruirovaniya i proizvodstva*. Per. s angl. Pod red. A. A. Kolosova. M., „Sovetskoe radio”, 1968.
73. SEVIN L. J., *Field — effect Transistors*, Mc. Graw-Hill, New York, 1965.
74. CRAWFORD R. H., „MOSFET” in circuit design, New York, 1967.
75. REDDI V. G., SAH C. T., *Source to drain resistance beyond pinch — off in metal — oxide — semiconductor transistors (MOST)*, „IEEE Trans.” Electron. Devices, 1965, ED — 12, No 3.
76. MEITLEND, *Sravnitel'naya harakteristika n-i p-kanal'nykh MOP shem.* — „Elektronika”, 1970, No 16.
77. VALIEV K. A., KARMAZINSKI A. N., KOROLEV M. A., *Tifrovye integralnye shemi na MSP-tranzistorah*, M., „Sovetskoe radio”, 1971.
78. FISHER W., *Equivalent circuit and gain of MOS FET*, „Solid electronics”, 1966, v. 9, No 1.
79. VELDOK B. D., *Staticheskiye ekvivalentnye shemi polevikh tranzistorov na bol'shom signale*, „TIHER”, 1970, T. 58, No 4.
80. BRIDUELL, *Tri sposoba sozdaniya MOP-shem s nizkimi porogovymi napreazheniyami*, „Elektronika”, 1970, No 4.
81. KODJ, KOCIN, SIGG, VINDELIN, *Sverkhysokochastotnye MOP-tranzistori, izgotavlivaemye dvoynoi diffuziei*, „Elektronika”, 1971, No 4.
82. VAN DER ZIEL, A., *Thermal noise in field — effect transistors*, „Proc. Inst. Radio Engrs”, N. Y. 50, 1808—1812, 1962, No 8 (Aug.).
83. SAH C. T., WU S. J., HIELSCHER F., *The effect of fixed bulk charge on the thermal noise in metal-oxide-semiconductor transistors*, „IEEE Transactions”, 1966, v. ED — 13, No 4.

84. KLASSEN F. M., PRINS J., *Thermal noise of MOS transistors*, „Philips Research Reports”, 1967, v. 22, No 5.

85. VAN DER ZIEL A., *Šum i zatvora polnih tranzistorov na otnositelno visokih cistotah*, „TIHER”, 1963, T. 51, No 3.

86. LEUPP A., STRUTT M. J., *Comparison of calculated noise figures from the parameters of JEET with measured total noise figures*, „Solid State Electronics”, 1967, v. 10, No 12.

87. *Teorija generacije nizkocistotnih šumov v polnih tranzistorah s ploškovnim zatvorom*, „TIHER”, 1964, T. 52, No 7.

88. WU S. J., *Theory of the generation-recombination noise in MOS transistors*, „Solid State Electronics”, 1968, v. 11, No 1.

89. TLINN I., BEW G. and BERZ F., *Low frequency noise in MOS field effect transistors*, „Solid State Electronics”, 1967, v. 10, No 8.



CUPRINS

CUVÎNT ÎNAINTE

<i>Capitolul întâi. SEMICONDUCTORII ȘI PROPRIETĂȚILE LOR ELECTROFIZICE</i>	7
1.1. Conductori, semiconductori și dielectrics	7
1.2. Structura semiconductoarelor cristaline	8
1.3. Electronii și golurile în cristalele semiconductoare. Conductibilitatea electronică și conductibilitatea de goluri	9
1.4. Semiconductori intrinseci și semiconductori cu impurități	14
<i>Capitolul doi. PROCESELE ELECTRICE ÎN CRISTALELE SEMICONDUCTOARE</i>	22
2.1. Producerea fluxurilor dirijate de purtători de sarcină. Ecuația de densitate a curentului	22
2.2. Acumularea și resorbția purtătorilor de sarcină mobili. Ecuația de continuitate	24
2.3. Câmpurile electrice în cristale. Ecuația lui Poisson	25
2.4. Condițiile la limită	26
2.5. Distribuția purtătorilor de sarcină în starea de echilibru	32
2.6. Caracteristicile difuziei și driftului purtătorilor de sarcină minoritari	34
2.7. Caracteristicile procesului de generare și recombinare a purtătorilor de sarcină	38
2.8. Determinarea potențialului electrostatic din cristalele semiconductoare	49
<i>Capitolul trei. JONCTIUNEA ELECTRON-GOL</i>	53
3.1. Clasificarea joncțiunilor electron-gol. Tehnologia de fabricare	53
3.2. Caracteristicile statice ale unei joncțiuni $p-n$ plane ideale	57
3.3. Curenții de generare și de recombinare din stratul de trecere	73
3.4. Curenții de scurgere și curenții de canal	77



3.5. Caracteristica volt-amperică a unei joncțiunii electron-gol reale	79
3.6. Caracteristicile joncțiunii electron-gol în domeniul frecvențelor înalte	91
3.7. Caracteristicile în regim de impulsuri ale joncțiunii $p-n$	100
3.8. Schema echivalentă a unei joncțiunii electron-gol	106
Capitolul patru. TRANZISTORI BIPOLARI	112
4.1. Clasificarea tranzistorilor bipolari și tehnologia de fabricare	112
4.2. Particularitățile caracteristice ale tranzistorului și ale joncțiunilor $p-n$ din tranzistori	119
4.3. Caracteristicile statice ale tranzistorului	134
4.4. Caracteristicile în regim de impulsuri	163
Capitolul cinci. SCHEMELE ECHIVALENTE ȘI PARAMETRII TRANZISTORILOR BIPOLARI	181
5.1. Particularitățile schemelor echivalente ale tranzistorilor	181
5.2. Parametrii fizici ai tranzistorului	182
5.3. Schemele echivalente ale tranzistorilor pentru semnale mari	210
5.4. Schemele echivalente ale tranzistorului pentru semnale mici	221
5.5. Parametrii tranzistorului-cvadrupol	227
5.6. Dependența parametrilor tranzistorului față de regimul de lucru și de temperatură	230
5.7. Schema echivalentă a tranzistorului pentru calculul deplasării punctului de funcționare	236
5.8. Parametrii de exploatare maximi admiși	240
5.9. Zgomotele tranzistorului	252
5.10. Creșterea fidelității tranzistorului	256
Capitolul șase. TRANZISTORI CU EFECT DE CÎMP.	261
6.1. Structura și tipurile de tranzistori cu efect de cîmp	261
6.2. Tranzistorii cu efect de cîmp cu poartă joncțiune $p-n$	263
6.3. Tranzistorul cu efect de cîmp, cu structură metal-dielectric-semiconductor (tranzistorul MIS)	271
6.4. Compararea caracteristicilor tranzistorilor cu efect de cîmp, de structuri diferite	283
6.5. Parametrii diferențiali în frecvențe joase ale tranzistorilor cu efect de cîmp și dependența lor de regimul de funcționare	286
6.6. Dependența de temperatură a parametrilor tranzistorilor cu efect de cîmp	292
6.7. Schemele echivalente ale tranzistorului cu efect de cîmp	294
6.8. Fidelitatea tranzistorului cu efect de cîmp	298
6.9. Zgomotele tranzistorilor cu efect de cîmp	301
PRINCIPALELE NOTĂȚII	304
BIBLIOGRAFIE	311

Redactor : VIRGIL SPULBER
Tehnoredactor : CONSTANTIN IORDACHE

Coli de tipar : 20 Bun de tipar : 6.VI.1980



C. 319 — I. P. INFORMAȚIA
Str. Brezoianu Nr. 23—25
București

„Electronica cu tranzistori” cuprinde analiza proceselor electronice din semiconductori. În carte sînt examinate caracteristicile statice și de impulsuri ale joncțiunii electron-gol, ținîndu-se cont de influența curenților de generare și a curenților de recombinare din stratul de joncțiune, a curenților de canal și de scurgere. Tot în această lucrare sînt analizate principiul de funcționare, caracteristicile de impuls și parametri fizici ai tranzistorilor bipolarari și ai celor unipolari, se dau schemele echivalente, care țin seama de particularitățile de calcul ale diverselor construcții electronice.

Lei 16,50